Идеальные негативные измерения для квантовых блужданий опровергают теории, основанные на представлении о классических траекториях

К. Робенс и др. (Германия, Великобритания)
http://journals.aps.org/prx/abstract/10.1103/PhysRevX.5.011003

Сокращенный перевод М.Х. Шульмана (shulman@dol.ru, www.timeorgin21.narod.ru)

PHYSICAL REVIEW X **5**, 011003 (2015)

Ideal Negative Measurements in Quantum Walks Disprove Theories Based on Classical Trajectories

Carsten Robens,[1] Wolfgang Alt,[1] Dieter Meschede,[1] Clive Emary,[2] and Andrea Alberti[1,*]
[1]*Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn, Wegelerstr. 8, D-53115 Bonn, Germany*
[2]*Department of Physics and Mathematics, University of Hull, Kingston-upon-Hull HU6 7RX, United Kingdom*
(Received 15 June 2014; revised manuscript received 13 November 2014; published 20 January 2015)

alberti@iap.uni-bonn.de; http://quantum-technologies.iap

Сообщается о строгом тесте на неклассичность движения массивной квантовой частицы, которая распространяется на дискретной решетке. Измеряя темпоральные корреляции положения одиночных атомов, осуществляющих квантовое блуждание, авторы зафиксировали нарушение (на уровне вероятности, отвечающем 6σ) неравенства Леггетта-Гарга. Полученные результаты строго исключают (т.е. опровергают) любое объяснение квантовой транспортировки, основанное на классических хорошо определенных траекториях. Используются так называемые идеальные негативные измерения – существенный реквизит любого естественного теста Леггетта–Гарга – для получения информации о положении атомов, устранив любое прямое взаимодействие между ними. Свободное от взаимодействия измерение (interaction-free measurement) основано на новой системе транспортировки атомов, которая позволяет непосредственно определять отсутствие, а не присутствие атомов в выбранном месте решетки. За рамками фундаментального аспекта этого теста показано применение корреляционной функции Леггета-Гарга для подтверждения квантовой суперпозиции. Здесь свидетельства этого используются для разделения различных типов блужданий, отличающего чисто классическое от целиком квантового поведения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Принцип суперпозиции является одним из столпов квантовой теории, и он также образует центральный ресурс в квантовой метрологии [1], технологии квантовых коммуникаций [2] и квантовой информатики [3]. Тот же самый принцип был источником горячей дискуссии, положившей начало квантовой теории [4 – 14]: центральный вопрос длительных дебатов был посвящен физической природе наблюдаемой “определенности (definiteness)” макроскопических физических объектов. Хотя, согласно общепринятому мнению, микроскопические системы могут пребывать в состоянии суперпозиции, известно, что физический прибор дает всегда однозначный результат измерения, который до сих пор мог быть понятно объяснен [15]. Чтобы примирить определенность измерения с уравнением Шрёдингера, могли быть предложены два подходящих объяснения [16]: (1) Квантовая суперпозиция применяется на всех масштабах, даже для макроскопических объектов, и за возникновение так называемого вектора состояния отвечает индуцированная средой декогеренция; волновая функция редуцируется (“коллапсирует” к этому состоянию в соответствии с вероятностями, определенными правилом Бора. (2) Существует более глубокая теория, которая порождает когерентную квантовую эволюцию в микромасштабе и также хорошо определенные траектории на макроскопическом уровне независимо от влияния среды. Второе объяснение поддерживает “макрореалистическое” описание природы, поскольку оно влечет, что макроскопические физические объекты следуют классическим траекториям.

С целью превратить последнюю идею о макрореализме в экспериментальный тест, Леггетт и Гарг (ЛГ) вывели ряд неравенств, ограничивающих линейные комбинации корреляций пар компонент результатов измерений [17]. За последние годы было показано, что нарушение ЛГ-неравенств имеет место для большого числа физических систем от сверхпроводящих кубитов [18, 19] до фотонов [20 – 23], N-V центров в алмазе [24], ядерных спинов [25], фосфорных примесей в кремнии [26]. Однако эти эксперименты сохраняют при тестировании состояния суперпозиции в простой системе – кубите, представляющей собой осцилляции Раби – далеко от исходной интенции Леггетта – Гарга исследовать макроскопические квантовые суперпозиции.

Проведение ЛГ-теста в более сложных системах с механическими степенями свободы – состояния механической суперпозиции являются существенным элементом большинства макрореалистических моделей [27 – 29] – является большим вызовом: квантовые суперпозиции не только становятся хрупкими, но должны также развиваться новые экспериментальные методы для осуществления так называемых “негативных измерений” в этих системах. Идеальные негативные измерения – именно, способность измерять физический объект, при этом исключив любое непосредственное взаимодействие с ним – являются предпосылкой для любого строгого ЛГ-теста, поскольку без него нарушения могут просто быть приписаны некоторой неожиданной для экспериментатора инвазивности, а не отсутствию реалистического описания [30]. Несмотря на их важность, строгое внедрение этого типа измерения было продемонстрировано только в одном из многих ЛГ-тестах, отраженных в литературе [26].

В данной статье сообщается о 6σ-нарушении (здесь σ – стандартное отклонение) ЛГ-неравенства для атома цезия в процессе так называемого “квантового блуждания”, когда атом когерентно перемещается вдоль линии дискретными шагами в пространстве и во времени. Мы устанавливаем нарушение путем измерения корреляции между положениями атомов в последовательные моменты времени с помощью измерений идеального негативного типа, которые праведный реалист должен воспринимать как неинвазивные. Наш протокол для негативных измерений покоится на новой технологии транспортировки атомов, формируемой потенциалами двух оптических решеток, которые полностью независимы, хотя идеально стабилизируют одна другую. Способность новой системы перемещать атомы в зависимости от состояния на произвольно большие расстояние позволяют нам удалять атомы в зависимости от состояния их положения и, таким образом, осуществлять негативное измерение несмещенных атомов.

Критерии макроскопичности состояний суперпозиции долго обсуждались в литературе [31, 32]. Существует общее согласие, что макроскопичность механической системы растет с величиной массы и степенью пространственного разделения состояний суперпозиции. Хотя волновая функция атома цезия в описываемом эксперименте распространяется, в основном, на расстояние до 5 смещений (2 мкм), полученные результаты являются этапом для будущего экспериментального тестирования ЛГ-неравенств с использованием объектов в тысячи масс протона с расщеплением на макроскопические расстояния (см., например, [33]). Далее, заметим, что эта работа распространяет экспериментальное изучение нарушения ЛГ-неравенства на системы квантовой транспортировки [34] с динамикой, далекой от ныне рассматриваемых систем кубитов.

II. КВАНТОВАЯ ТРАНСПОРТИРОВКА

Введенная Ричардом Фейнманом модель одномерного движения частиц со спином 1/2 [35] – дискретное во времени квантовое блуждание – может рассматриваться как архетипическое для экспериментов в области. Хотя квантовые блуждания разделяют многие свойства классических случайных блужданий, тем не менее эти две парадигмы транспортировки сильно отличаются между собой.

В сценарии “классических” случайных блужданий частица движется дискретными шагами влево или вправо в направлении, определенном “бросании монетки”. После итерации последовательности бросаний монетки и соответствующего *n*-кратного перемещения получают биномиальное распределение $\binom{n}{x}/2^n$, описывающее движение частицы простой нумерацией траекторий, заканчивающихся в положении x. Хорошо известным примером этого типа классической диффузионной транспортировки является броуновское движение коллоидных частиц, помещенных в жидкость.

Иной сценарий – его мы называем “квантовым” в свете ожидаемого нарушения ЛГ-неравенства – демонстрируется атомом цезия, который в процессе квантовой диффузии перемещается в одномерном потенциале оптической решетки. Не бросание “реальной монетки”, а импульс микроволновой “монетки” $\mathcal{C}$ используется для того, чтобы поместить частицу в равную суперпозицию двух внутренних сверхтонких состояний основного электронного уровня: $|F=4, m_F=4\rangle$ и $|F=3, \quad m_F=3\rangle$, которые мы будем обозначать, как это принято, соответственно через ↑ и ↓. В то время, как квантовые физики описывают $\mathcal{C}$ с помощью поворота на $\pi/2$ псевдосистемы со спином 1/2, убежденный реалист хотел бы интерпретировать $\mathcal{C}$ как стохастический процесс, который приготавливает атом в одном из двух внутренних состояний с одинаковой вероятностью – в точности, как при бросании монетки. Зависимая от состояния операция сдвига $\mathcal{S}$ последовательно перемещает атом на одну ячейку вправо или влево в зависимости от внутреннего состояния. В результате этой операции атом, который находится в состоянии ↑, сдвигается из положения x в положение $x - 1$, а атом, который находится в состоянии ↓, сдвигается вместо этого из положения x в положение $x + 1$.

Различная чувствительность состояний ↑ и ↓ к левой и правой поляризации света может быть использована для управления положением атома в зависимом от состояния оптическом потенциале [36] (см. также Приложение A). Как показано на рис. 1, эта идея позволяет нам осуществить сдвиг $\mathcal{S}$ с помощью двух зависимых от состояния оптических решеток, чье положение независимо регулируется с суб-нанометрической точностью. Следовательно, чередуя $\mathcal{C}$ и $\mathcal{S}$, можно осуществить одномерное квантовое блуждание в дискретном времени.

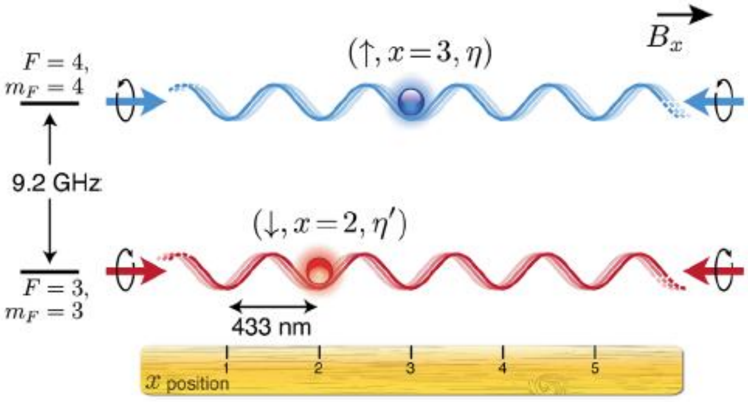

Рисунок 1.

Транспортировка одиночных атомов Cs в зависящих от состояния периодических потенциалах.

Две независимые оптические решетки создают из стоячих волн с противоположной круговой поляризацией, но одинаковой длиной волны λ = 866 нм. В зависимости от внутреннего состояния (↑ или ↓) атомы подвергаются действию потенциала той или другой решетки. Оптоэлектронный серво-контур блокировки позволяет произвольно управлять положением каждой решетки. Положение атома извлекается с точностью до шага решетки с помощью флуоресцентных изображений. Параметр η учитывает другие степени свободы, такие, как перпендикулярные к решетке положения атомов или, в общем случае, другие скрытые физические аспекты. Ось квантования определена магнитным полем с малой крутизной B_x, которое выбирается вдоль двух оптических решеток. F и m_F обозначают соответственно полный угловой момент и его проекцию вдоль оси квантования для обоих внутренних сверхтонких состояний.

Как показало наше первое исследование квантовых блужданий [37], равно как и некоторые исследования иных физических систем [38 – 42], пространственное распределение вероятностей квантовых блужданий линейно расширяется с числом шагов n в противоречии с законом $\sqrt{n}$ для классического случайно блуждания. Далее, резкие пики наблюдаются с одной или обеих сторон распределения в зависимости от начального внутреннего состояния.

Квантовая механика дает точный учет этих явлений в терминах интерференции всех траекторий, по которым частицы могут двигаться от начальной точки до финальной. Согласие с экспериментальными наблюдениями в духе индуктивного мышления Фрэнсиса Бэкона, служит важной частью подтверждения квантовой теории как таковой. Однако, согласно точке зрения Карла Поппера, следует признать, что замечательное соответствие между наблюдениями и квантовой теорией не создает как таковое “опровержения” или “других” гипотез – что лежащее в основе распределение вероятностей всегда могут описывать положение и спин атома как объективной реальности.

III. НЕРАВЕНСТВО ЛЕГГЕТТА - ГАРГА

Теперь становится важным ЛГ-неравенство, т.к. оно делает идею реализма строго тестируемой за счет нарушения неравенства

$$K = \langle Q(t_2)Q(t_1)\rangle + \langle Q(t_3)Q(t_2)\rangle - \langle Q(t_3)Q(t_1)\rangle \leq 1, \qquad (1)$$

где $Q(t_i)$ - действительные значения, где $|Q(t_i)| \leq 1$ сопоставляется результату измерения, выполненного в момент времени t_i где $t_i < t_{i+1}$ и где через $\langle \ldots \rangle$ обозначается среднее по многим повторениям эксперимента. Вывод этих этого неравенства покоится на двух допущениях [43]: (A1) – реализм и (A2) – неинвазивная измеримость, т.е. возможность измерять систему без влияния на ее будущую эволюцию. Оба эти допущения неявно основываются на реалистической точке зрения на природу [17]; но, разумеется, в квантовой механике это не так [44,45]. Однако для возможности тестирования LGI достаточно убедить тех, кто верит в (A1), что схема измерения, использованная в эксперименте, совместима с (A2). Иначе нарушение уравнения (1) может быть приписано тривиальной инвазивности измерения [30]. Чтобы это гарантировать, Леггетт и Гарг выдвинули концепцию “идеальных негативных измерений” [17], которая хорошо иллюстрируется следующим примером: представим себе, что некоторый физический объект, подобно атому, может быть обнаружен только в двух положениях: x=±1, и что мы проверяем наличие объекта при x=+1, не проверяя его наличие при x=–1. С точки зрения реалиста, отсутствие объекта при x=+1 с необходимостью означает, что x=–1, никак не влияя на поведение объекта при измерении.

Повторяя это измерение многократно, зондируя объект при x=+1 и x=–1 и отбрасывая все измерения, которые непосредственно обнаруживают объект, мы можем, таким образом, измерить корреляционную функцию типа $\langle Q(t_3)Q(t_2)\rangle$, никогда не интересуясь самим объектом в момент времени t_2. Следовательно, любое нарушение уравнения (1), которое возникает вследствие идеальных негативных измерений, должно повлечь за собой нарушение либо (A1), либо (A2), либо обоих допущений сразу.

IV. КВАНТОВЫЕ БЛУЖДАНИЯ ОПРОВЕРГАЮТ ДВИЖЕНИЕ ПО КЛАССИЧЕСКИМ ТРАЕКТОРИЯМ

Мы основываем наш эксперимент на четырехшаговом квантовом блуждании, зондируемом в моменты времени t_1=0, t_2=1 и t_3=4, как показано на рис. 2, где каждый шаг длится около 26 мкс. Эти три различные измерения определены следующим образом. Мы отождествляем первое измерение $Q(t_1)$ с приготовлением в состоянии $(\uparrow, x=0)$: сначала флюоресцентное изображение определяет начальное положение атома с разрешением до одной ячейки [46], в то время как боковое охлаждение замедляет движение атома к наинизшему продольному осциллирующему состоянию и конкурентным образом поляризует атом в состоянии ↑ [47]. Трансляционная симметрия оптической стоячей волны позволяет нам надежно отметить начальное положение с $x=0$. Обозначим $Q(t_1)=1$. В момент времени t_2 мы мы измеряем состояние атома, которое ограничено двумя возможностями: либо $(\uparrow, x=-1)$, либо $(\downarrow, x=+1)$, и мы присваиваем этому измерению значение $Q(t_2)=1$ независимо от внутреннего состояния или положения атома. Присвоение значению $Q(t_2)$ постоянного значения является, на самом деле, одним из законных выборов, который совместим с условием $|Q(t_i)| \leq 1$ при выводе ЛГ-неравенств [43]. Наконец, $Q(t_3)$ измеряет положение атома в конце блуждания и принимает значение -1, если $x \leq 0$, и значение +1 при $x > 0$. Согласно квантовой механике, при таком определении $Q(t_i)$ мы ожидаем нарушение ЛГ-неравенства с K=1.5 (см. Приложение F).

Квантовая механика также показывает, что возможны и другие назначения для $Q(t_2)$, приводя к нарушению соотношения (1), например, можно положить результат измерения $(\downarrow, x=+1)$ равным 1, а результат $(\uparrow, x=-1)$ - некоторому значению ξ, где $|\xi| \leq 1$. В то время, как в предыдущих экспериментах [18 – 26] апробировались дихотомические обозначения $Q(t_2)$ (аналогичные значению ξ= -1 здесь), мы интенсивно использовали другие условия, обеспечивающие более значительные нарушения ЛГ-неравенства при меньших ограничениях [ср. уравнения (F1) и (F2) в приложении F]. Такие постоянные назначения особенно выявляют, что существенным фактором нарушения уравнения (1) является то, что частица измеряется в момент t_2, даже предполагая, что результат измерения как таковой затем отвергается.

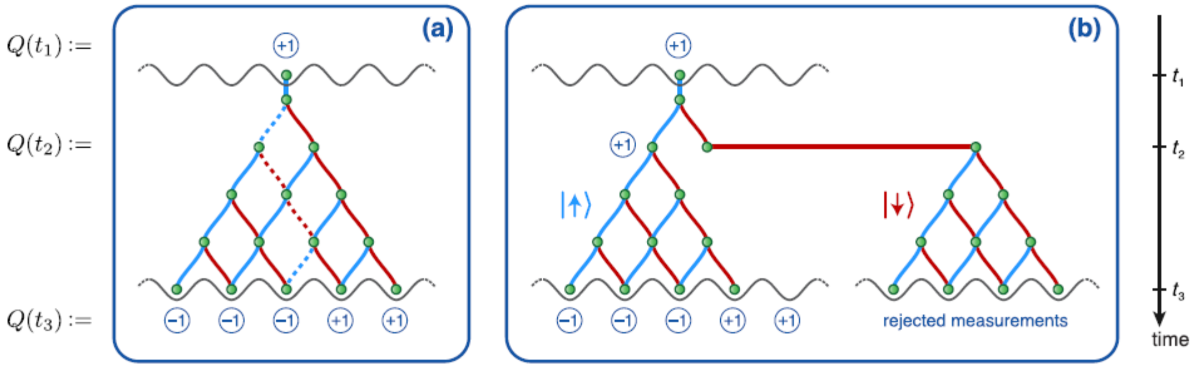

Рисунок 2. Идеальные негативные измерения тестируют неклассичность при квантовых блужданиях.

(a) Схематическое представление четырех-шагового квантового блуждания, содержащего 16 возможных траекторий, по которым согласно квантовой механике одновременно перемещается атом Cs. Напротив, приверженцы реализма считают, что в каждом эксперименте атом следует по определенной траектории, связывающей начальную точку с финальной, например – показанной штриховой линией на рисунке. Результаты ±1 измерений $Q(t_i)$ указаны кружками, причем $Q(t_1)$ отождествлено с приготовлением начального состояния, тогда как $Q(t_2)$ и $Q(t_3)$ связаны с измерением положения. Например, измерения в моменты t_1 и t_3 дают корреляционную функцию $\langle Q(t_3)Q(t_1)\rangle$.
(b) Для измерения корреляционной функции $\langle Q(t_3)Q(t_2)\rangle$ мы используем в момент t_2 схему идеального негативного измерения, которая обеспечивает неинвазивность $Q(t_2)$: при условии, что только атомы в состоянии ↓ транспортируются в момент t_2 далеко вправо (rejected), атомы в состоянии ↑ продолжают свое невозмущенное блуждание. В случае, когда измерение $Q(t_2)$ не удалило атом, измерение в момент t_3 положения атома дает $Q(t_3)$, обусловленное состоянием $(\uparrow, x=-1)$ при t_2. Аналогично, мы получаем $Q(t_3)$, обусловленное состоянием $(\downarrow, x=+1)$, транспортируя при t_2 атом в состоянии ↓ далеко влево (не показано на рисунке).

Поскольку измерение $Q(t_1)$ по определению дает приготовляемое состояние, и поскольку мы не рассматриваем эволюцию атомов после момента t_3, только измерение $Q(t_2)$ должно быть выполнено неинвазивным образом. Поскольку мы не разрешаем формировать непосредственное изображение атома в момент t_2, т.к. измерение должно быть неинвазивным, мы реализуем стратегию идеальных негативных измерений, которая удаляет атомы в зависимости от их состояния. Такая измерительная схема непосредственно вдохновлена измерениями, свободными от взаимодействия (interaction-free measurements), для состояния одиночных фотонов [48]. Измерительная схема, изображенная на рис. 2b, функционирует следующим образом: если мы хотим неинвазивно детектировать наличие атома, скажем, в x= -1, мы удаляем атомы в состояние $(\downarrow, x=+1)$, транспортируя их далеко вправо, тогда как мы оставляем атомы в состоянии $(\uparrow, x=-1)$ нетронутыми.

Исходя из того, что этот сдвиг (в данном случае – 5 ячеек) больше, чем расстояние, покрываемое атомом между t_2 и t_3, положение атома в момент t_3 позволяет нам однозначно маркировать сдвинутые атомы (которые остаются вмороженными в потенциальную решетку) как эффективно удаленные с достоверностью более 99%. Следовательно, зависимое от состояния удаление атомов обеспечивает информацию о положении атома в момент t_2 и, в то же самое время, постселектирует эти измерения, выполненные неинвазивно.

В эксперименте зависимое от состояние удаление атомов требует способности сдвигать часть с единичным спином в данный момент времени на произвольные расстояния. Однако предшествующие попытки зависимой от состояния транспортировки до сих пор демонстрировали конкурентный сдвиг обоих частей спина вместо одной отдельной [36, 37, 49]. Более того, наибольшее достигнутое перемещение составляло порядка одной ячейки оптической решетки [36]. Авторы превзошли эти ограничения, используя новую технологию транспортировки атомов, которая основана на двух пространственно перекрывающихся и полностью независимых оптических решетках. В новой реализации две оптические стоячие волны, создающие потенциалы в решетке (см. также рис. 1), формируются независимыми лазерными пучками с противоположными круговыми поляризациями, фазы и частоты которых могут регулироваться по отдельности с помощью акусто-оптических модуляторов. Используются два оптических контура блокировки фазы (phase-lock loop) для стабилизации положения обеих периодических решеток по сравнению с общим третьим лазерным пучком. Таким образом, мы достигаем стабильности относительного положения между двумя решетками на уровне 100 пм в сравнении с 20-нм локализацией атомов вдоль направления решетки. Полная независимость двух стоячих волн позволяет нам произвольно регулировать положение каждой решетки, меняя фазу соответствующих лазерных пучков. Интенсивность каждого лазерного пучка активно стабилизируется лучше, чем на уровне 0.1% среднеквадратичного уровня шума.

С целью измерить функцию корреляции Леггетта – Гарга мы отмечаем, что с нашим назначением $Q(t_i)$ функция корреляции $K_{12} \equiv \langle Q(t_2)Q(t_1)\rangle$ тривиально равна 1. Далее, мы имеем $K_{13} \equiv \langle Q(t_3)Q(t_1)\rangle = \langle Q(t_3)\rangle$, которая количественно оценивает асимметрию финального распределения вероятностей. Рисунок 3a показывает измеренное распределение вероятностей четырехшагового квантового блуждания с бросанием идеальной монеты ($\theta = \pi/2$). Это распределение характеризуется отчетливым уклоном влево, что транслируется в ненулевое значение $K_{13} = -0.57 \pm 0.05$. Хотя эта асимметрия сама по себе часто интерпретируется как свидетельство “квантовости” [37, 38], мы скорее избегаем здесь подобных предварительных заключений. Используя закон полной вероятности при допущениях (A1) и (A2), финальная корреляционная функция может быть записана в виде:

$$K_{23} = \sum_{x=\pm 1} P(t_2; x) \langle Q(t_3) \rangle_x, \qquad (2)$$

где $P(t_2; x)$ - вероятность нахождения атома в положении x в момент времени t_2, а $\langle \dots \rangle_x$ - среднее по распределению, обусловленное негативным детектированием атома в x в момент времени t_2. Следовательно, мы выполняем два отдельных эксперимента для измерения K_{23}, по одному для каждого члена суммы в уравнении (2), как показано на рис. 3c. После отклонения всех измерений, во время которых атомы, вероятно, были возмущены, мы нашли $P(t_2; x = -1) = 0.506 \pm 0.026$ и $P(t_2; x = +1) = 0.494 \pm 0.026$. Усреднение $Q(t_3)$ с двумя распределениями дает значение $K_{23} = -0.14 \pm 0.05$, близкое к нулю. Взятые вместе, три функции корреляции дают $K = 1.435 \pm 0.074 > 1$, что нарушает неравенство Леггетта – Гарга на примерно на 6σ. Неопределенность оценивается как чисто статистическая (см. Приложение C).

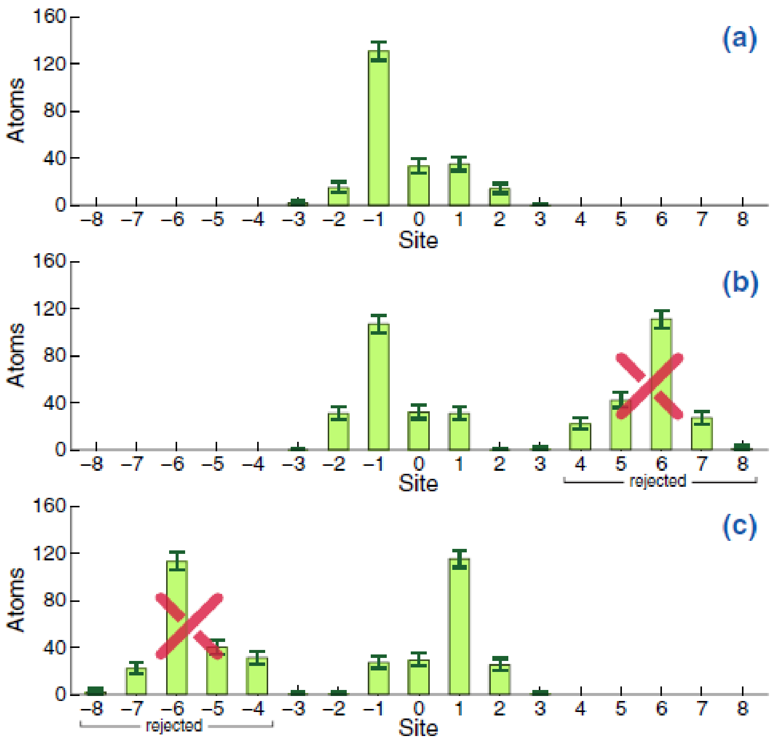

Рисунок 3. Нарушение неравенства Леггетта – Гарга, выявляемое четырехшаговым квантовым блужданием. Пространственное распределение одиночных атомов реконструируется путем измерения их положений в момент времени t_3:

(a) Если мы не наблюдаем, по какой траектории шел атом в момент времени t_2, распределение демонстрирует отчетливый пик слева. Однако, когда мы заключаем из отрицательного негативного результата, был ли атом в в момент времени t_2 в состоянии (b) x = - 1 или (c) x = 1, мы получаем два распределения, которые кажутся зеркальными одно по отношению к другому. События, в которых на положение атома влияло измерение $Q(t_2)$, распознаются с помощью более значительного перемещения и, таким образом, отвергаются. Поскольку суммарное число измеренных атомов – 404 – является тем же, что в (b) и (c), то сохраняемые события могут быть сложены вместе, чтобы продуцировать распределение при t_3, обусловленное наличием измерения положения при t_2. Суммарное распределение (не показано) является симметричным и сильно отличается от асимметричного распределения в (а). Вертикальные зоны ошибок определяют 68%-доверительные интервалы по Клопперу-Пирсону.

V. СВИДЕТЕЛЬСТВО КВАНТОВОСТИ

Помимо фундаментального интереса, неравенства Леггетта устанавливают также количественные оценки степени “квантовости” системы. Это требует, однако, чтобы мы оставили точку зрения реалистов и вместо этого воспользовались квантовой механикой. Интуитивно функции корреляции Леггетта *K* могут использоваться в качестве индикатора, скажем, свидетельства меры суперпозиции, участвующей в динамике системы. Эта идея “свидетельства квантовости” была недавно предложена как метод различения квантовой сигнатуры в системах типа биологических организмов [50].

Используя наше частное определение $Q(t_2)$, которое постоянно отображается на 1, мы доказываем прямую связь (см. Приложение G) между неравенствами Леггетта и формализмом свидетельства квантовости путем отождествления $W \equiv |K-1|$, где слева стоит мера свидетельства квантовости, введенная в [50]. Отклонение W от нуля указывает меру квантовости в системной динамике.

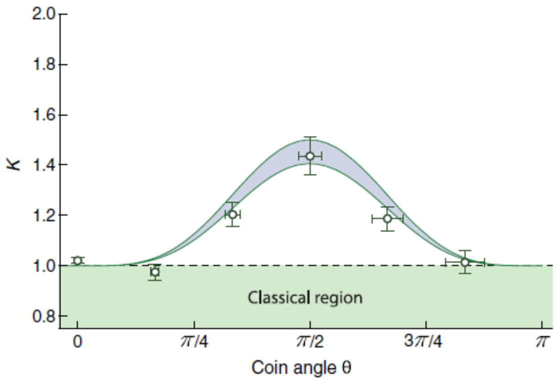

Рисунок 4. Измерение корреляции Леггетта – Гарга, свидетельствующее о степени квантовости.

Максимальное нарушение имеет место для идеальной монеты ($\theta = \pi/2$) и отсутствует при классической транспортировке ($\theta = 0$ и $\theta = \pi$). Сплошная линия – теоретическое предсказание, основанное на квантово-механической функции корреляции *K* для квантового блуждания без декогеренции (верхняя кривая) и для квантового блуждания с 10%-декогеренцией за один шаг (нижняя кривая). Вертикальные области ошибок соответствуют неопределенности 1σ, а горизонтальные показывают систематическую неопределенность при бросках монетки.

Мы демонстрируем свидетельство квантовости W в ходе четырехшагового квантового блуждания, тестируя разные варианты “монетки”, в которых вероятность выпадения решки равна $p = \cos^2(\theta/2)$, а вероятность выпадения орла равна $q = 1 - p$. Например, случай $p = q = 1/2$ соответствует идеальной монетке, который до сих пор и рассматривался. Как показано на рис. 4, мы измеряем функцию корреляции *K* для различных значений угла θ, которые устанавливаются с помощью микроволнового импульса. Нарушение максимально при $\theta = \pi/2$ (идеальная монетка), когда монетка максимально расщепляет состояние блуждающего объекта на каждом шаге на равную суперпозицию состояний. Напротив, нарушение исчезает при $\theta = 0$ и $\theta = \pi$, когда блуждание сводится к классической транспортировке без возникновения суперпозиции.

VI. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

Выявленное нарушение неравенства Леггетта – Гарга доказывает, что концепция хорошо определенной траектории несовместима с результатами, полученными в процессе эксперимента с квантовым блужданием. Кроме того, концепция хорошо определенных траекторий в пространстве положений может отчасти еще быть сохранена, имея в виду отказ от локальности. Пример этого дается в бомовской механике, предсказания которой оказываются эквивалентными предсказаниям нерелятивистской квантовой механики [51]. В этой интерпретации квантовой теории физические объекты следуют по точным траекториям, которые направляются вселенской волновой функцией – пилотом, т.е. физической сущностью, образующей нелокальный скрытый параметр. Следовательно, очевидно, что бомовская механика не противоречит нашему результату, поскольку, с этой точки зрения, допущение (A2) не выполняется.

Недавно было предложено минимальное макрореалистическое расширение (нерелятивистской) квантовой механики при общих допущениях [32], дающее универсальную объективную меру макроскопичности, учитывающую разделение суперпозиций состояний как по массе, так и в пространстве. В рамках этой модели мы оцениваем меру макроскопичности для нашего эксперимента (см. Приложение H), которая лежит в диапазоне для типичных экспериментов с холодными атомами [33] – выполнены ли они с тепловыми атомами или с конденсатом Бозе – Эйнштейна. Более того, мы замечаем, что макроскопичность нашего эксперимента является, к тому же, того же порядка величины, что и в экспериментах, тестирующих суперпозиции макроскопических сохраняющихся токов [18, 33, 52]. Вопреки макроскопической природе имеющихся ЛГ-тестов, наши результаты дают концептуальную демонстрацию того, что техника неинвазивного измерения может быть применена для проверки неравенства Леггетта – Гарга, например, в двухщелевом эксперименте с подлинно массивными частицами, поочередно блокируя в момент времени t_2 любую из двух щелей.

В отличие от проверки неравенств Белла, где, по-видимому, установлено свободное от лазеек нарушение [53], ЛГ-эксперименты остаются способными от лазейки неточности – даже используя негативные измерения. Эта лазейка связана с невозможностью для экспериментатора исключить инвазивность измерений. Следовательно, можно прокомментировать три главных момента, которые могут помешать выполнению (A2) в нашем эксперименте.

(1) При измерении в момент $Q(t_2)$ независимое от состояния смещение мог бы вызвать связанное с движением возбуждение у неподвижных атомов. Чтобы избежать этого, мы специально устанавливаем длительность смещения равной 200 мкс, что много дольше, чем период продольного движения, составляющий около 10 мкс. Мы измеряли долю атомов, которые покинули основное состояние в процессе смещения как смещаемых, так и не смещаемых внутренних состояний [47]. В обоих случаях мы получили эту долю > 99%, что соответствует точности начального приготовления, подтверждая таким образом отсутствие возбуждений. Концепция неидеальности (venality), которая была введена в [26] для учета неидеальных негативных измерений, также может быть применена к этому

эффекту. Однако анализ в приложении E показывает, что верхний предел для *K* меняется незначительно.

(2) Длительность измерения $Q(t_2)$ сравнима с временем когеренции спина. В принципе, равное время задержки также должно быть включено в последовательность, когда в момент времени t_2 измерение не выполняется. Даже делая это, мы верифицируем, используя другую экспериментальную последовательность, интерферометр Рамзея вместо квантового блуждания, что нарушение ЛГ-неравенства все еще остается.

3) В момент времени t_1 движение атома в поперечном направлении приготавливается с учетом распрделения больцмановского типа, которое распространяется на первые сто подвижных состояний. Статистическая смесь не является проблемой *сама по себе*, поскольку статистические свойства поддерживаются постоянными. Однако у реалиста могло бы возникнуть возражение, что эксперимент "знает", какой корреляционный член – K_{13} или K_{12} – был измерен, и использует эту информацию для приготовления поперечного движения *ad hoc* так, чтобы подделать нарушение ЛГ-неравенства (ср. с гипотезой о так называемой индукции, обсуждаемой Леггеттом в [15]). Более общо, тот же аргумент может быть также привлечен в случае любого скрытого параметра η, который, с эпистемологической точки зрения, являются равносильным поперечному движению атомов. Возможно, чтобы обострить эту критику, можно основывать выбор корреляционного члена на измерении случайного события, которое некоррелировано с начальным приготовлением [54, 55].

Имеется еще один аспект этого ЛГ-теста, который должен быть подчеркнут, а именно, что мы тестируем единичные, индивидуальные копии системы путем измерения одного атома цезия в отдельный момент времени. Первые эксперименты в ЯМР-системах [25, 26], выполненные в рамках альтернативного подхода с помощью подстановки отдельных измерений в измерения над большим ансамблем идентичных систем. Наш подход a priori устраняет необходимость для экстра-допущения, что множественные копии системы – даже когда их локализация находится в ближайшей близости – не взаимодействуют между собой. Однако, правдоподобна эта гипотеза в ЯМР-системах, игнорирование этого должно привести реалиста к доводу, что некоторые копии системы взаимодействовали между собой – в частности, те копии , которые были измерены инвазивно, таким образом, опровергая гипотезу (A2). Кроме того, использование ансамблей вместо индивидуальных систем может привести к противоречивым интерпретациям, что иллюстрируется следующими примерами. Волновая аналогия квантовых блужданий, основанная на когерентных электромагнитных волнах (например, лазерный пучок [41]) предполагает нарушение ЛГ-неравенства подобно случаю с единичными фотонами. Сходным образом даже акустика или волновые поверхности могут дать примеры нарушения. Однако спорным остается, может ли эксперимент с уравнениями Максвелла или механическими волнами действительно опровергать реализм. На самом деле, чтобы прийти к такому выводу, реалист должен сначала быть убежден в том, что свет состоит из фотонов, а волна – из фононов.

В заключение отметим, что наш эксперимент дает строгую, количественную демонстрацию неклассичности квантового блуждания массивной частицы. Эксперимент также устанавливает базис для тестирования ЛГ-неравенства, зондирующего степень свободы в положении на макроскопических расстояниях. Метод детектирования без взаимодействия (free-measurement) положения атомов может быть хорошо адаптирован к другим системам типа корпускулярно-волновых интерферометров с большим пространственным расщеплением [56 – 58].

Десятимерное гильбертово пространство (5 ячеек решетки с 2 внутренними состояниями каждой) этого ЛГ-теста дает значительное продвижение за пределами простой двухуровневой системы, которая до сих пор исследовалась. Более того, многомерность гильбертова пространства [59] может быть использована в будущем для перехода к алгебраическому пределу корреляционной функции K, который равен 3. Наконец, мы должны отметить иллюстративное значение ЛГ-неравенства, которое делает вопрос о траекториях частицы в пространстве положений центральным.

БЛАГОДАРНОСТИ

We are indebted to Jean-Michel Raimond for insightful discussions during his stay in Bonn and for critical reading of the manuscript. We thank Ricardo Gomez for his contribution to the experimental apparatus. We acknowledge financial support from NRWNachwuchsforschergruppe “Quantenkontrolle auf der Nanoskala,” ERC grant DQSIM, and EU project SIQS. In addition, A. A. acknowledges support from the Alexander von Humboldt Foundation, and C. R. from the BCGS program and Studienstiftung des deutschen Volkes.

ПРИЛОЖЕНИЕ A: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПРИБОР
(не переведено)

ПРИЛОЖЕНИЕ B: АНАЛИЗ ДЕКОГЕРЕНЦИИ
(не переведено)

ПРИЛОЖЕНИЕ C: СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ
(не переведено)

ПРИЛОЖЕНИЕ D: СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ
(не переведено)

ПРИЛОЖЕНИЕ E: НЕИДЕАЛЬНОСТЬ (VENALITY)
(не переведено)

ПРИЛОЖЕНИЕ F: КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКОЕ ПРЕДСКАЗАНИЕ
(не переведено)

ПРИЛОЖЕНИЕ G: СВИДЕТЕЛЬСТВО КВАНТОВОСТИ
(не переведено)

ПРИЛОЖЕНИЕ H: ИЗМЕРЕНИЕ МАКРОСКОПИЧНОСТИ
(не переведено)

ССЫЛКИ:

[1] V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone, *Quantum-Enhanced Measurements: Beating the Standard Quantum Limit*, Science **306**, 1330 (2004).

[2] J.L. O'Brien, A. Furusawa, and J. Vučković, *Photonic Quantum Technologies*, Nat. Photonics **3**, 687 (2009).

[3] T.D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J.L. O'Brien, *Quantum Computers*, Nature (London) **464**, 45 (2010).

[4] E. Schrödinger, *Die Gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik*, Naturwissenschaften **23**, 807 (1935).

[5] M. Born, *Statistical Interpretation of Quantum Mechanics*, Science **122**, 675 (1955).

[6] E.P. Wigner, *Remarks on the Mind-Body Question*, in The Scientist Speculates, edited by I.J. Good (Heinemann, London, 1962).

[7] H. Everett, *Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, edited by B.S. DeWitt and N. Graham, Princeton Series in Physics (Princeton University Press, Princeton, 1973).

[8] *Quantum Theory and Measurement*, edited by J. A. Wheeler and W.H. Zurek, Princeton Series in Physics (Princeton University Press, Princeton, 1983).

[9] A. Bassi and G. Ghirardi, *A General Argument against the Universal Validity of the Superposition Principle*, Phys. Lett. A **275**, 373 (2000).

[10] W. H. Zurek, *Decoherence and the Transition from Quantum to Classical—Revisited*, Los Alamos Sci. **27**, 86 (2002).

[11] A. J. Leggett, *The Quantum Measurement Problem*, Science **307**, 871 (2005).

[12] S.L. Adler and A. Bassi, *Is Quantum Theory Exact?*, Science **325**, 275 (2009).

[13] N. D. Mermin, *Commentary Quantum Mechanics: Fixing the Shifty Split*, Phys. Today **65**, 8 (2012); see also the ensuing debate in the December Issue.

[14] M. F. Pusey, J. Barrett, and T. Rudolph, *On the Reality of the Quantum State*, Nat. Phys. **8**, 475 (2012).

[15] A. J. Leggett, *Realism and the Physical World*, Rep. Prog. Phys. **71**, 022001 (2008).

[16] A. Bassi, K. Lochan, S. Satin, T. P. Singh, and H. Ulbricht, *Models of Wave-Function Collapse, Underlying Theories, and Experimental Tests*, Rev. Mod. Phys. **85**, 471 (2013); the many-worlds interpretation provides a third point of view, which, however, appears to be difficult to either verify or falsify.

[17] A.J. Leggett and A. Garg, *Quantum Mechanics versus Macroscopic Realism: Is the Flux There When Nobody Looks?*, Phys. Rev. Lett. **54**, 857 (1985).

[18] A. Palacios-Laloy, F. Mallet, F. Nguyen, P. Bertet, D. Vion, D. Esteve, and A.N. Korotkov, *Experimental Violation of a Bell's Inequality in Time with Weak Measurement*, Nat. Phys. **6**, 442 (2010).

[19] J.P. Groen, D. Ristè, L. Tornberg, J. Cramer, P.C. de Groot, T. Picot, G. Johansson, and L. DiCarlo, *Partial-Measurement Backaction and Nonclassical Weak Values in a Superconducting Circuit*, Phys. Rev. Lett. **111**, 090506 (2013).

[20] M.E. Goggin, M.P. Almeida, M. Barbieri, B.P. Lanyon, J.L. O'Brien, A.G. White, and G.J. Pryde, *Violation of the Leggett-Garg Inequality with Weak Measurements of Photons*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **108**, 1256 (2011).

[21] J.-S. Xu, C.-F. Li, X.-B. Zou, and G.-C. Guo, *Experimental Violation of the Leggett-Garg Inequality under Decoherence*, Sci. Rep. **1**, 101 (2011).

[22] J. Dressel, C.J. Broadbent, J.C. Howell, and A.N. Jordan, *Experimental Violation of Two-Party Leggett-Garg Inequalities with Semiweak Measurements*, Phys. Rev. Lett. **106**, 040402 (2011).

[23] Y. Suzuki, M. Iinuma, and H.F. Hofmann, *Violation of Leggett–Garg Inequalities in Quantum Measurements with Variable Resolution and Back-action*, New J. Phys. **14**, 103022 (2012).

[24] G. Waldherr, P. Neumann, S.F. Huelga, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *Violation of a Temporal Bell Inequality for Single Spins in a Diamond Defect Center*, Phys. Rev. Lett. **107**, 090401 (2011).

[25] V. Athalye, S. S. Roy, and T. S. Mahesh, *Investigation of the Leggett-Garg Inequality for Precessing Nuclear Spins*, Phys. Rev. Lett. **107**, 130402 (2011).

[26] G. C. Knee, S. Simmons, E. M. Gauger, J. J. L. Morton, H. Riemann, N. V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, K. M. Itoh, M.L.W. Thewalt, G.A.D. Briggs, and S.C. Benjamin, *Violation of a Leggett-Garg Inequality with Ideal Non-invasive Measurements*, Nat. Commun. **3**, 606 (2012).

[27] G. C. Ghirardi, A. Rimini, and T. Weber, *Unified Dynamics for Microscopic and Macroscopic Systems*, Phys. Rev. D **34**, 470 (1986).

[28] P. Pearle, *Combining Stochastic Dynamical State-Vector Reduction with Spontaneous Localization*, Phys. Rev. A **39**, 2277 (1989).

[29] R. Penrose, *On Gravity's Role in Quantum State Reduction*, Gen. Relativ. Gravit. **28**, 581 (1996).

[30] M. M. Wilde and A. Mizel, *Addressing the Clumsiness Loophole in a Leggett-Garg Test of Macrorealism*, Found. Phys. **42**, 256 (2012).

[31] A. J. Leggett, *Testing the Limits of Quantum Mechanics: Motivation, State of Play, Prospects*, J. Phys. Condens. Matter **14**, R415 (2002).

[32] S. Nimmrichter and K. Hornberger, *Macroscopicity of Mechanical Quantum Superposition States*, Phys. Rev. Lett. **110**, 160403 (2013).

[33] M. Arndt and K. Hornberger, *Testing the Limits of Quantum Mechanical Superpositions*, Nat. Phys. **10**, 271 (2014).

[34] N. Lambert, C. Emary, Y.-N. Chen, and F. Nori, *Distinguishing Quantum and Classical Transport through Nanostructures*, Phys. Rev. Lett. **105**, 176801 (2010).

[35] R. P. Feynman and A. R. Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals* (McGraw-Hill, New York, 1965), problem 2.6.

[36] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *Coherent Transport of Neutral Atoms in Spin-Dependent Optical Lattice Potentials*, Phys. Rev. Lett. **91**, 010407 (2003).

[37] M. Karski, L. Förster, J.-M. Choi, A. Steffen, W. Alt, D. Meschede, and A. Widera, *Quantum Walk in Position Space with Single Optically Trapped Atoms*, Science **325**, 174 (2009).

[38] H. Schmitz, R. Matjeschk, C. Schneider, J. Glueckert, M. Enderlein, T. Huber, and T. Schätz, *Quantum Walk of a Trapped Ion in Phase Space*, Phys. Rev. Lett. **103**, 090504 (2009).

[39] F. Zähringer, G. Kirchmair, R. Gerritsma, E. Solano, R. Blatt, and C. F. Roos, *Realization of a Quantum Walk with*

One and Two Trapped Ions, Phys. Rev. Lett. **104**, 100503 (2010).

[40] M. A. Broome, A. Fedrizzi, B. P. Lanyon, I. Kassal, A. Aspuru-Guzik, and A. G. White, *Discrete Single-Photon Quantum Walks with Tunable Decoherence*, Phys. Rev. Lett. **104**, 153602 (2010).

[41] A. Schreiber, K. N. Cassemiro, V. Potoček, A. Gábris, P. J. Mosley, E. Andersson, I. Jex, and C. Silberhorn, *Photons Walking the Line: A Quantum Walk with Adjustable Coin Operations*, Phys. Rev. Lett. **104**, 050502 (2010).

[42] L. Sansoni, F. Sciarrino, G. Vallone, P. Mataloni, A. Crespi, R. Ramponi, and R. Osellame, *Two-Particle Bosonic-Fermionic Quantum Walk via Integrated Photonics*, Phys. Rev. Lett. **108**, 010502 (2012).

[43] C. Emary, N. Lambert, and F. Nori, *Leggett-Garg Inequalities*, Rep. Prog. Phys. **77**, 016001 (2014).

[44] J. von Neumann, *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton, 1955).

[45] G. Lüders, *Concerning the State-Change Due to the Measurement Process*, Ann. Phys. (Amsterdam) **15**, 663 (2006).

[46] M. Karski, L. Förster, J. M. Choi, W. Alt, A. Widera, and D. Meschede, *Nearest-Neighbor Detection of Atoms in a 1D Optical Lattice by Fluorescence Imaging*, Phys. Rev. Lett. **102**, 053001 (2009).

[47] N. Belmechri, L. Förster, W. Alt, A. Widera, D. Meschede, and A. Alberti, *Microwave Control of Atomic Motional States in a Spin-Dependent Optical Lattice*, J. Phys. B **46**, 104006 (2013).

[48] P. Kwiat, H. Weinfurter, T. Herzog, A. Zeilinger, and M. A. Kasevich, *Interaction-Free Measurement*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4763 (1995).

[49] M. Genske, W. Alt, A. Steffen, A. H. Werner, R. F. Werner, D. Meschede, and A. Alberti, *Electric Quantum Walks with Individual Atoms*, Phys. Rev. Lett. **110**, 190601 (2013).

[50] C.-M. Li, N. Lambert, Y.-N. Chen, G.-Y. Chen, and F. Nori, *Witnessing Quantum Coherence: From Solid-State to Biological Systems*, Sci. Rep. **2**, 885 (2012).

[51] D. Dürr and S. Teufel, *Bohmian Mechanics: The Physics and Mathematics of Quantum Theory* (Springer, Berlin, 2009).

[52] J. I. Korsbakken, F. K. Wilhelm, and K. B. Whaley, *The Size of Macroscopic Superposition States in Flux Qubits*, Europhys. Lett. **89**, 30003 (2010).

[53] Z. Merali, *Quantum Mechanics Braces for the Ultimate Test*, Science **331**, 1380 (2011).

[54] T. Scheidl, R. Ursin, J. Kofler, S. Ramelow, X.-S. Ma, T. Herbst, L. Ratschbacher, A. Fedrizzi, N. K. Langford, T. Jennewein, and A. Zeilinger, *Violation of Local Realism with Freedom of Choice*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **107**, 19708 (2010).

[55] J. Gallicchio, A. S. Friedman, and D. I. Kaiser, *Testing Bell's Inequality with Cosmic Photons: Closing the Setting-Independence Loophole*, Phys. Rev. Lett. **112**, 110405 (2014).

[56] A. Alberti, V. V. Ivanov, G. M. Tino, and G. Ferrari, *Engineering the Quantum Transport of Atomic Wavefunctions over Macroscopic Distances*, Nat. Phys. **5**, 547 (2009).

[57] H. Müntinga *et al.*, *Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity*, Phys. Rev. Lett. **110**, 093602 (2013).

[58] S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, D. M. S. Johnson, and M. A. Kasevich, *Multiaxis Inertial Sensing with Long-Time Point Source Atom Interferometry*, Phys. Rev. Lett. **111**, 083001 (2013).

[59] C. Budroni and C. Emary, *Temporal Quantum Correlations and Leggett-Garg Inequalities in Multilevel Systems*, Phys. Rev. Lett. **113**, 050401 (2014).

[60] A. Alberti, W. Alt, R. Werner, and D. Meschede, *Decoherence Models for Discrete-Time Quantum Walks and Their Application to Neutral Atom Experiments*, arXiv:1409.6145 [New J. Phys. (to be published)].