



УДК 517.958:530.145:512

НЕЛОКАЛЬНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ КВАНТОВОЙ ЧАСТИЦЫ КАК ОТРАЖЕНИЕ ТРАНСФОРМАЦИИ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ РАСПРЕДЕЛЕННОГО В ПРОСТРАНСТВЕ ОБЪЕКТА

А. Ю. Самарин

Самарский государственный технический университет,
Россия, 443100, Самара, ул. Молодогвардейская, 244.

Аннотация

Анализ интегрального волнового уравнения с ядром в виде интеграла по траекториям показал, что в основе явления коллапса волновой функции лежит нелокальное изменение внутренней структуры квантовой частицы, которая рассматривается в виде совокупности материальных полей. Эта нелокальность позволяет избежать конфликта постулата редукции волновой функции со специальной теорией относительности (СТО). Представлено обоснование детерминистической природы механизма преобразования волновой функции, соответствующего в традиционной квантовой механике редукции фон Неймана, что непосредственно следует из формы континуального интеграла (ядра интегрального волнового уравнения), а случайность квантово-механических результатов измерения объясняется присутствием в процессе измерения макроскопического прибора. Кроме того, показано, что аналогичный механизм трансформации волновой функции может определять и другие явления, например декогеренции.

Детально описан эксперимент ЭПР-типа и обоснована возможность передачи информации быстрее скорости света при использовании явления коллапса волновой функции, а также предложены возможные практические способы такой передачи.

Ключевые слова: интеграл по траекториям, коллапс волновой функции, ЭПР-парадокс, теория измерений, декогеренция, связь быстрее скорости света, квантовая запутанность.

Введение. Взаимодействовавшие в прошлом физические объекты, составляющие замкнутую систему (в том числе и по отношению к измерительным приборам) до момента времени наблюдения, находятся в этот момент времени в запутанном состоянии (entangled state). В математическом аппарате квантовой механики запутанным состояниям соответствуют волновые функции,

© 2016 Самарский государственный технический университет.

Образец для цитирования

Самарин А. Ю. Нелокальное преобразование волновой функции квантовой частицы как отражение трансформации внутренней структуры распределенного в пространстве объекта // *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2016. Т. 20, № 3. С. 423–456. doi: [10.14498/vsgtu1484](http://dx.doi.org/10.14498/vsgtu1484).

Сведения об авторе

Алексей Юрьевич Самарин (к.ф.-м.н.; samarinay@yahoo.com), доцент, каф. общей физики и физики нефтегазового производства.

которые не могут быть представлены в виде произведения волновых функций чистых состояний каждого из объектов. Если рассматривать квантовые частицы как материальные точки, то это означает возможность мгновенного влияния друг на друга пространственно удаленных физических объектов. Исключение возможности такого взаимодействия приводит к логическому противоречию, возникающему при анализе запутанных систем и носящему название парадокса Эйнштейна—Подольского—Розена [1]. Чтобы устранить этот парадокс, авторами [1] было сделано предположение о неполноте описания физической реальности волновой функцией, что разрушает структуру основных постулатов квантовой механики. Если же основываться на предположении справедливости этих постулатов, то в соответствии с теоремой Дж. Белла [2] указанное специфическое взаимодействие должно существовать [3, 4]. Предложенный Дж. Беллом алгоритм экспериментальной проверки правоты предположений [2] был реализован (с различными несущественными изменениями) во многочисленных работах [5–8], которые однозначно подтвердили предположение Белла. При этом возникла проблема, состоящая в том, что наличие «материального носителя», который бы позволил свести указанное взаимодействие к локальному виду, противоречит специальной теории относительности (СТО), исключающей возможность движения со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Это противоречие не устраняется тем обстоятельством, что во всех упомянутых экспериментах макроскопическое проявление взаимодействия на расстоянии носит вероятностный характер, что не позволяет передавать информацию быстрее скорости света [9–11]. Действительно, даже если указанное свойство носит универсальный характер, оно вовсе не отменяет факта наличия мгновенного взаимодействия квантовых объектов, находящихся на конечном расстоянии друг от друга, и если сохранять неизменными представления о непрерывности пространства и времени, следует допустить существование материального объекта, сводящего это взаимодействие к локальному и имеющего бесконечную скорость. Если же допустить отсутствие такого посредника при взаимодействии и предположить нелокальный характер взаимодействия [12, 13] квантовых объектов, находящихся в запутанном состоянии (непосредственное действие на расстоянии), то противоречие с СТО приобретает форму нарушения принципа причинности [9].

Принято считать, что формальной основой существования нелокальных процессов в квантовой механике является одновременность преобразования волновой функции квантового объекта во всем пространстве в результате коллапса волновой функции, что отражено в соответствующем постулате, однако истинной причиной нелокальности является гипотеза сохранения в квантовых процессах нормы волновой функции. В случае коллапса нелокальность трансформации волновой функции проявляется наиболее явно вследствие ничтожно малой (бесконечно малой в системе постулатов квантовой механики) его длительности. В случае запутанной волновой функции коллапс приобретает характер нелокального взаимодействия, тогда как в других случаях представляет собой нелокальную трансформацию волновой функции цельного объекта. В работах [14, 15] дано описание процесса измерения координаты с помощью фейнмановского интегрального волнового уравнения с ядром в

виде интеграла по траекториям [16], [17, с. 70]. Представление квантовых частиц в виде совокупностей материальных полей, носителей волновой функции (и всех прочих характеристик) позволило показать, что одновременная трансформация волновой функции во всем пространстве частицы происходит вследствие сохранения ее нормы. Поскольку последнее свойство волновой функции относится к свойству самой частицы как единого и неделимого в квантовой механике физического объекта и не имеет непосредственного отношения к процессу взаимодействия, то оно само по себе не может противоречить выводам СТО. В то же время наличие связи между удаленными траекториями в континуальном интеграле, определяющем эволюцию запутанной волновой функции различных квантовых частиц, должно приводить к одновременности ее коллапса во всем физическом пространстве. Таким образом, локальное воздействие на одну из частиц должно мгновенно сказываться на всех частицах, находящихся с ней в запутанном состоянии. Это значит, что представление квантовых частиц в виде материальных полей, занимающих все доступное для движения частиц пространство (в том числе и те области, где волновая функция может оказаться равной нулю вследствие интерференции), в принципе позволяет свести взаимодействие частиц в запутанных состояниях к локальному виду, не нарушая при этом требований СТО. Представлению волновой функции как некоторой характеристики распределенного в пространстве материального объекта [18, 19], казалось бы, не соответствует факт регистрации квантовых частиц в виде локальных объектов при волновой функции любого вида. Особенно явно это кажущееся несоответствие выражается в условиях неограниченного распыления волнового пакета [20, 21]. Однако если волновую функцию частицы не отождествлять со специфическим пространственным распределением материи [18, 19], а рассматривать как свойство совокупности материальных полей (сплошных сред), распределенных во всем пространстве, то коллапс волновой функции может, в принципе, происходить без какого-либо перераспределения материи частицы в пространстве и являться отражением реального физического процесса, приводящего к мгновенной локализации волновой функции частицы. Локальность взаимодействия пространственно удаленных материальных носителей (индивидуальных точек) обеспечивается тем обстоятельством, что в каждой точке пространства, доступного для движения частицы, присутствуют соответствующие материальные носители волновой функции. То есть гипотеза сплошности, примененная ко множествам материальных носителей волновой функции и отражающая ее пространственную непрерывность, является точной, а не приближенной, как в случае классической механики сплошных сред [22, с. 19, 20].

Что касается возможности мгновенной передачи информации на расстояние, то она определяется не наличием рассмотренного выше мгновенного взаимодействия между частицами в запутанных состояниях (оно доказано экспериментально), а возможностью проявления этого взаимодействия на макроскопическом уровне. В условиях стохастичности проявления коллапса волновой функции проблема регистрации сигнала (в данном случае понятие «сигнал» не подразумевает переноса какого-либо материального носителя), переданного с помощью эксперимента ЭПР-типа, состоит в макроскопиче-

ской различимости ансамблей значений наборов физических величин, полученных в условиях альтернативных измерений характеристик удаленной частицы. Для осмысленного решения этой проблемы, вообще говоря, необходимо понимание механизма процесса редукции волновой функции, а для этого нужно прежде всего формально представить явление редукции волновой функции в виде временного процесса взаимодействия между квантовой системой и измерителем. Временное описание коллапса волновой функции предполагает изменения соответствующего постулата [23, с. 163] (а такой постулат присутствует в том или ином виде практически в любой из интерпретаций традиционной квантовой механики [19]), а именно его детализации. Идея представления коллапса волновой функции в виде спонтанного процесса [24–26] не представляется рациональной уже в силу нарушения основополагающего в любой естественной науке принципа причинности. Поэтому для представления коллапса волновой функции в настоящей работе используется детерминистическое в своей основе, фейнмановское интегральное волновое уравнение, которое содержит возможность описания нелокального преобразования волновой функции в форме ее коллапса [14, 15].

Как показано в [17, с. 70], [27, с. 196], интегральная и дифференциальная формы волнового уравнения эквивалентны друг другу для дифференцируемой функции потенциальной энергии. Однако замена дифференциального волнового уравнения на интегральное предполагает существование процессов, в которых преобразование волновой функции не является унитарным, что имеет место при коллапсе волновой функции [14, 15].

Следуя указанным соображениям, в настоящей работе проводится анализ процесса коллапса на основе постулатов интегрального волнового уравнения, принципа суперпозиции и сохранения нормы волновой функции. Прочие постулаты традиционной квантовой механики, а именно постулаты наблюдаемой, гильбертова пространства, а также коллапса волновой функции не используются. Волновая функция при этом рассматривается в качестве единственной физической реальности в понимании, представленном в [1].

1. Локализация квантовой частицы

1.1. Принципиальная возможность. Опишем одномерный процесс пространственной локализации квантовой частицы (частицы-объекта) при измерении ее координаты, используя подход, предложенный в [14, 15]. Рассмотрим замкнутую систему, состоящую из частицы-объекта и измерительного прибора. Пусть измерительный прибор состоит из N активных элементов (зерен), в которых при взаимодействии с частицей-объектом возникают процессы на микроскопическом уровне, и части, обеспечивающей усиление одного из этих процессов до уровня, необходимого для возникновения в приборе макроскопических изменений, а также визуализацию этих изменений. В общем случае инициация в приборе взаимодействием с частицей-объектом макроскопического процесса (в дальнейшем регистрирующего процесса) является неотъемлемой частью измерения любого типа. В состав каждого зерна входят квантовые частицы, непосредственно взаимодействующие с частицей-объектом (активные частицы). Размер зерен положим достаточно малыми, чтобы значения как волновой функции частицы-объекта, так и потенциальной энергии активных частиц во внешнем поле могли полагаться неизменными в объе-

ме каждого зерна. В этом случае характеристики взаимодействия ансамбля активных частиц отдельного зерна с частицей-объектом и внешнем усиливающим полем не будут зависеть от координат их относительного движения, а будут определяться лишь координатой их центра масс.

Пусть активные частицы различных зерен непосредственно не взаимодействуют между собой. Обозначим координату центра масс ансамбля активных частиц зерна X^j , а координату частицы-объекта x . На начальном этапе частица-объект взаимодействует с квантовыми частицами измерителя (активными частицами), образуя систему, состояние которой описывается волновой функцией $\Psi_t(x, X)$. В соответствии с выбранным подходом любое изменение волновой функции (в том числе и коллапс) должно описываться интегральным волновым уравнением, которое в данном случае имеет вид

$$\Psi_{t_2}(x_2, X_2^1, \dots, X_2^N) = \int \dots \int K_{t_2, t_1}(x_2, X_2^1, \dots, X_2^N, x_1, X_1^1, \dots, X_1^N) \times \Psi_{t_1}(x_1, X_1^1 \dots X_1^N) dx_1 dX_1^1 \dots dX_1^N. \quad (1)$$

Индексы координат, волновых функций и амплитуды перехода в этом выражении указывают моменты времени, к которым они относятся, причем $t_1 < t_2$ (в соответствии с [23, с. 19] зависимость от времени параметрическая). Обозначим γ и Γ^j соответственно виртуальные траектории частицы объекта и центра масс ансамбля активных частиц j -того зерна и запишем амплитуду перехода в виде континуального интеграла [28, с. 55] по виртуальным траекториям системы:

$$K_{t_2, t_1}(x_2, X_2^1, \dots, X_2^N, x_1, X_1^1, \dots, X_1^N) = \int \exp \frac{i}{\hbar} S_{1,2}[x(t)] \left(\int \dots \int \prod_{j=1}^N \exp \frac{i}{\hbar} S_{1,2}[X^j(t), x(t)] [dX^j(t)] \right) [dx(t)]. \quad (2)$$

Однако наряду с этим способом трансформации волновой функции интегральное уравнение (1) предполагает существование еще одного способа ее преобразования. Действительно, при определении амплитуды перехода K интегрирование ведется по всем возможным траекториям. Под термином «возможные» подразумеваются такие траектории, которые проходят через области конфигурационного пространства, «доступные» для движения квантовой системы. Чтобы определить критерий «доступности», воспользуемся понятием детерминированной траектории, введенным в [14, 29]. Анализ выражений (1) и (2), проведенный в этих работах, показал, что шредингеровская эволюция волновой функции может рассматриваться как механическое движение сплошной среды, индивидуальные точки которой перемещаются вдоль детерминированных траекторий вида

$$x^D(t) = \left| \int x(t) \exp \left(\frac{i}{\hbar} S[x(t)] \right) [dx(t)] \right|,$$

где $x(t)$ — траектория из множества всех виртуальных траекторий, имеющих значения координат пространства и моментов времени начала и конца, сов-

падающие с соответствующими величинами для траектории $x^D(t)$. Принципиально важным является то обстоятельство, что для траекторий $x^D(t)$ консервативной системы выполняется закон сохранения механической энергии. Это позволяет определить доступную область как ту, в которой выполняется закон сохранения энергии для данной индивидуальной точки.

Пусть процесс измерения на первом этапе сопровождается передачей энергии от частицы-объекта ансамблям активных частиц зерен. При этом область доступного для движения активных частиц пространства непрерывно увеличивается, пока не оказывается достаточной для выхода частиц за пределы одного из зерен. Это приводит к радикальному изменению условий их движения, а именно происходит преобразование «скрытой» (для механического движения) энергии взаимодействия активных частиц этого зерна с частями прибора, ответственными за усиление, в механическую энергию движения активных частиц. Непосредственно в момент возникновения эта механическая энергия имеет форму потенциальной энергии макроскопического регистрирующего процесса. Учитывая тот факт, что вклад виртуальных траекторий в континуальный интеграл (2) определяется интегралом от абсолютного значения потенциальной энергии по времени [27, с. 198], [28, с. 56], а также сохранение нормы волновой функции, такое преобразование пространства виртуальных траекторий приводит к одновременной трансформации волновой функции системы во всем пространстве. Принимая во внимание макроскопический масштаб значений потенциальной энергии для некоторого подмножества преобразованного пространства виртуальных траекторий, можно сделать вывод, что длительность трансформации волновой функции ничтожно мала (как будет показано в 1.4, она на много порядков меньше длительности любого процесса, представляющего эволюцию Шредингера).

1.2. Движение центра масс. Неотъемлемой частью процесса измерения является регистрирующий процесс с участием активных частиц измерителя. Поскольку этот процесс макроскопический, совокупность активных частиц в нем должна подчиняться законам классической механики. Кроме того, для выяснения влияния регистрирующего процесса на состояние квантовой частицы-объекта эти законы должны быть выражены в терминах квантового описания системы, то есть в виде интегрального волнового уравнения (1). Чтобы сделать это, рассмотрим движение ансамбля, состоящего из n квантовых частиц, во внешнем поле. Соответствующий функционал действия имеет вид

$$S_{1,2}^{\Sigma}[\gamma^1, \dots, \gamma^n] = \sum_{j=1}^n \int_{t_1}^{t_2} \left(m^j \frac{(v^j)^2}{2} - U^j(x^j) - \sum_{k=1, k \neq j}^n U^{jk}(x^j, x^k) \right) dt, \quad (3)$$

в котором $U^j(x^j)$ — потенциальная энергия j -той частицы во внешнем поле; $U^{jk}(x^j, x^k)$ — энергия взаимодействия частиц j и k ; v^j — скорость частицы j , соответствующая заданной виртуальной траектории γ^j ; m^j — масса j -той частицы.

Механическое движение квантовой системы как материальной точки характеризуется движением ее центра масс. Исходя из этого перепишем функционал (3) в виде суммы действия на траекториях центра масс $\Gamma \equiv X^C(t)$,

определяемого как

$$X^C(t) = \frac{\sum_{j=1}^n m^j x^j}{\sum_{j=1}^n m^j},$$

и соответствующего функционала на траекториях относительного движения частиц системы:

$$S_{12}^\Sigma = S_{12}^C + S_{12}^R,$$

где

$$S_{1,2}^C = \int_{t_1}^{t_2} \left(M \frac{(V)^2}{2} - \sum_{j=1}^n U^j(X^C, \xi^j) \right) dt;$$

$$S_{1,2}^R = \sum_{j=1}^n \int_{t_1}^{t_2} \left(m^j \frac{(\dot{\xi}^j)^2}{2} - \sum_{k=1, k \neq j}^n U^{jk}(\xi^j, \xi^k) \right) dt;$$

$V = \dot{X}^C$ — скорость движения центра масс системы; $\xi^j = x^j - X$ — координата относительного движения частицы j ; $M = \sum_{j=1}^n m^j$ — масса всей системы. Тогда амплитуда перехода системы может быть записана в виде

$$K_{t_2, t_1}(X_2^C, \xi_2^1, \dots, \xi_2^{n-1}, X_1^C, \xi_1^1, \dots, \xi_1^{n-1}) =$$

$$= \int [dX^C(t)] \int \dots \int \exp \frac{i}{\hbar} (S_{1,2}^C + S_{1,2}^R) [d\xi^1(t)] \dots [d\xi^{n-1}(t)].$$

Полагая потенциальную энергию активных частиц во внешнем поле не зависящей от координат относительного движения (что в классической механике соответствует возможности представления системы в виде материальной точки), для амплитуды перехода центра масс получим

$$K_{t_2, t_1}(X_2^C, X_1^C) = \int \exp \left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} (T(V(t)) - U(X(t))) dt \right) [dX^C(t)].$$

Чтобы оценить вклад различных виртуальных траекторий в этот континуальный интеграл, преобразуем его к вещественному виду, используя формальную математическую процедуру, описанную в [28, с. 49]. В соответствии с ней переменная времени преобразуется в комплексную форму $t = \tau \exp i\varphi$ и затем интеграл по траекториям рассматривается как функция мнимого отрицательного времени ($\varphi = -\frac{\pi}{2} \Rightarrow t = -i\tau$). В этом случае

$$K_{\tau_2, \tau_1}(X_2^C, X_1^C) = \int \exp \left(-\frac{1}{\hbar} \int_{\tau_1}^{\tau_2} (T(V(\tau)) + U(X(\tau))) d\tau \right) [dX^C(\tau)],$$

где $T(V(\tau)) = \frac{M}{2} \left(\frac{dX(\tau)}{d\tau} \right)^2$ — кинетическая энергия центра масс, выражается в виде функции модуля комплексного времени. С учетом волнового уравнения (1) для эволюции волновой функции в таком времени имеем

$$\Psi_{\tau_2}(X_2^C) = C \int \left(\int \exp \left(-\frac{1}{\hbar} S_{12}^E[X^C(\tau)] \right) [dX^C(\tau)] \right) \Psi_1(X_1^C) dX_1.$$

В последней формуле $S_{12}^E[X^C(\tau)]$ — евклидово действие (в дальнейшем индекс E , будет опускаться), C — нормировочная постоянная. Обозначим через $S_{12}^{X_1^C, X_2^C}$ те функционалы действия, которые соответствуют виртуальным траекториям с одинаковыми начальными и конечными координатами центров масс. Пусть $S_{12}^{\min}(X_1^C, X_2^C)$ будет наименьшим из этих функционалов. Тогда последнее выражение можно переписать в виде

$$\Psi_{\tau_2}(X_2^C) = C \int \exp\left(-\frac{1}{\hbar} S_{12}^{\min}(X_1^C, X_2^C)\right) \times \\ \times \left(\int \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \Delta S_{12}^{X_1^C, X_2^C}[X^C(\tau)]\right) [dX^C(\tau)] \right) \Psi_1(X_1) dX_1^C,$$

где

$$\Delta S_{12}^{X_1^C, X_2^C}[X^C(\tau)] = S_{12}[dX^C(\tau)] - S_{12}^{\min}(X_1^C, X_2^C).$$

Обозначим через s_{12}^{\min} наименьший из всех функционалов $S_{12}^{\min}(X_1^C, X_2^C)$, соответствующих различным значениям X_1 и X_2 . Тогда можно записать:

$$\Psi_{\tau_2}(X_2^C) = C \exp\left(-\frac{1}{\hbar} s_{12}^{\min}\right) \int \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \Delta S_{12}^{\min}(X_1^C, X_2^C)\right) \times \\ \times \left(\int \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \Delta S_{12}[X^C(\tau)]\right) [dX^C(\tau)] \right) \Psi_1(X_1^C) dX_1^C,$$

где

$$\Delta S_{12}^{\min}(X_2^C, X_1^C) = S_{12}^{\min}(X_2^C, X_1^C) - s_{12}^{\min}.$$

Экспоненциальный множитель $\exp\left(-\frac{1}{\hbar} s_{12}^{\min}\right)$ — величина постоянная и может быть включена в нормировочную константу C' . Сделав это, получим

$$\Psi_{\tau_2}(X_2^C) = C' \int \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \Delta S_{12}^{\min}(X_1^C, X_2^C)\right) \times \\ \times \left(\int \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \Delta S_{12}[X^C(\tau)]\right) [dX^C(\tau)] \right) \Psi_1(X_1^C) dX_1^C.$$

С учетом того обстоятельства, что число частиц системы имеет макроскопический порядок величины, для практически любого конечного временного интервала выполняется соотношение $S_{12} \gg \hbar$. В последнем выражении такая ситуация формально может быть представлена в виде $\hbar \rightarrow 0$. Но в этом случае для тех виртуальных траекторий, для которых

$$\Delta S_{12}^{\min}(X_1^C, X_2^C) \neq 0, \quad \text{или} \quad \Delta S_{12}^{\min}[X^C(\tau)] \neq 0,$$

имеем

$$\lim_{\hbar \rightarrow 0} \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \Delta S_{12}^{\min}(X_1^C, X_2^C)\right) = 0$$

и

$$\lim_{\hbar \rightarrow 0} \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \Delta S_{12}[X^C(\tau)]\right) = 0.$$

1.3. Измерение координаты. Математическая модель. Поскольку в общем случае макроскопическим является движение центра масс системы квантовых частиц, влияние инициации регистрирующего процесса на волновую функцию системы может вызывать изменение веса траекторий движения именно центра масс ансамбля активных частиц. Поэтому представление волновой функции в волновом уравнении и амплитуды перехода в виде произведений функций от координаты центра масс активных частиц измерителя и координат их относительного движения (в условиях, описанных в 1.1, такое представление возможно), а также анализ преобразования только волновой функции координат центра масс не нарушают общности выводов, а лишь существенно упрощают этот анализ.

Для того чтобы представить на качественном уровне результат предложенного в 1.1 преобразования волновой функции частицы объекта, в процессе измерения достаточно воспользоваться следующей простой моделью. До взаимодействия активные частицы зерен находятся в области дна потенциальной ямы $U_q^j(X^j, t)$, являющейся результатом воздействия на них других частиц зерен и внешнего усиливающего поля. На начальном этапе процесса измерения (до инициации регистрирующего процесса) частица-объект взаимодействует с активными частицами всех зерен измерителя. Энергия этого взаимодействия с отдельным зерном j — $U_q^j(x, X^j)$, а со всеми зернами — $\sum_{j=1}^N U_q^j(x, X^j)$. Пусть в процессе взаимодействия частицы-объекта с ансамблем активных частиц энергия первой передается активным частицам зерна и равномерно распределяется между ними. Пусть в момент времени t_3 энергия каждой из частиц зерна k превышает глубину потенциальной ямы. В этот момент времени в зерне k иницируется регистрирующий процесс. Далее удобно перейти от описания эволюции волновой функции методом Эйлера к описанию методом Лагранжа. Действительно, представление эволюции посредством виртуальных траекторий предполагает присвоение этим траекториям физических величин, являющихся атрибутами конкретных индивидуальных точек. Здесь следует иметь в виду то обстоятельство, что для идентификации индивидуальных точек квантового континуума недостаточно указать их пространственные координаты в фиксированный момент времени (традиционные переменные Лагранжа), а к переменным Лагранжа следует также добавить соответствующие компоненты скоростей этих точек. При описании движения центра масс под индивидуальной точкой будет пониматься центр масс индивидуальных точек сплошных сред активных частиц зерна (по одной индивидуальной точке от каждой активной частицы). Если учесть предположение постоянства потенциальной энергии активных частиц в усиливающем поле в объеме зерна, то потенциальная энергия регистрирующего процесса для всех индивидуальных частиц зерна k (и, следовательно, для всех траекторий центра масс соответствующего ансамбля активных частиц) выражается единственной функцией времени $U_A(t)$. Если рассматривать результат редукции в момент времени t_4 , близкий к t_3 (что возможно, поскольку длительность редукции ничтожно мала 1.1), то изменением потенциальной энергии регистрирующего процесса за этот промежуток времени можно пренебречь и ее зависимость от времени будет иметь вид $U_A h(t-t_3)$, где $h(t-t_3)$ — функция Хевисайда. Тогда для функционалов действия на траекториях всей

системы (частицы-объекта и ансамблей активных частиц всех зерен) имеем

$$S_{12}^k[x(t), X(t)] = \int_{t_1}^{t_2} (T^{X^k(t)}(\dot{X}^k) + T^{x(t)}(\dot{x}) - U_q^k(X^k, t) - U_q^k(x, X^k) - U_A h(t - t_3)) dt, \quad (4)$$

для зерна k ;

$$S_{24}^j[x(t), X(t)] = \int_{t_1}^{t_2} (T^{X^j(t)}(\dot{X}^j) + T^{x(t)}(\dot{x}) - U_q^j(X^j, t) - U_q^j(x, X^j)) dt$$

для остальных зерен. Функции $T^{x(t)}(\dot{x})$ и $T^{X^j(t)}(\dot{X}^j)$ обозначают кинетическую энергию частицы объекта и центра масс активных частиц зерна j соответственно.

Обозначим область конфигурационного пространства системы, где возник регистрирующий процесс (область $N + 1$ -мерного конфигурационного пространства, соответствующего объему зерна k), Ω^I . Оставшуюся часть конфигурационного пространства обозначим Ω^{II} . Инициация регистрирующего процесса в Ω^I формально выражается в скачке потенциальной энергии центра масс соответствующего ансамбля активных частиц (см. (4)). Поскольку после скачка эта энергия имеет макроскопический порядок величины, то по истечении малого промежутка времени $\varepsilon = t_4 - t_3$ значения функционалов действия на траекториях всех микроскопических процессов становятся пренебрежимо малыми по сравнению с величиной $U_A \varepsilon$. В силу малости интервала ε кинетической энергией частиц, участвующих в регистрирующем процессе, также можно пренебречь (это означает, что перемещение центра масс также следует исключить, то есть $K_{t_4, t_3}(X_4, X_3) \sim \delta(X_4 - X_3)$). С учетом сказанного амплитуды перехода системы для областей конфигурационного пространства Ω^I и Ω^{II} примут вид

$$K_{t_4, t_3}^I(x_4, X_4^k, x_3, X_3^k) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} U_A \varepsilon\right) \left(\int_{\Omega^I} \exp \frac{i}{\hbar} s_{34}[x(t)] [dx(t)] \right) \delta(X_4^k - X_3^k) \quad (5)$$

для Ω^I и

$$K_{t_4, t_3}^{II}(x_4, X_4^1, \dots, X_4^{k-1}, X_4^{k+1}, \dots, X_4^N, x_3, X_3^1, \dots, X_3^{k-1}, X_3^{k+1}, \dots, X_3^N) = \int_{\Omega^{II}} \exp \frac{i}{\hbar} s_{34}[x(t)] \prod_{j=1, j \neq k}^N \left(\int \exp \frac{i}{\hbar} S_{3,4}^j[X^j(t)] [dX^j(t)] \right) [dx(t)] \quad (6)$$

для Ω^{II} . Для того чтобы определить вид волновой функции в момент времени t_4 , необходимо преобразовать эти амплитуды к вещественному виду.

1.4. Измерение координаты. Коллапс волновой функции. Если представить временную переменную континуального интеграла в комплексном виде

$t = \tau \exp(-i\varphi)$ и рассмотреть его аналитическое продолжение на мнимую отрицательную полуось комплексного времени, то, как было показано выше, результатом этой формальной процедуры будет вещественный интеграл с мерой Винера [27, с. 196]. Математически эта процедура предполагает обратимость времени, что справедливо для эволюции Шредингера (вследствие обратимости механического движения по виртуальным траекториям), но не имеет места в случае коллапса волновой функции. Учитывая то обстоятельство, что последовательность событий определяется модулем комплексного времени, в последнем случае для преобразования в вещественную форму квантовую амплитуду перехода следует аналитически продолжить на положительную мнимую полуось времени. Возможность такого продолжения показана в работе [30]. Записывая амплитуды перехода (5), (6) для $t = i\tau$, получим

$$\begin{aligned} K_{\tau_4, \tau_3}^I(x_4, X_4^k, x_3, X_3^k) &= \\ &= \exp \frac{1}{\hbar} U_a \varepsilon \left(\int_{\Omega^I} \exp \left(-\frac{1}{\hbar} s_{34} \right) [x(\tau)] [dx(\tau)] \right) \delta(X_4^k - X_3^k) \end{aligned} \quad (7)$$

для Ω^I и

$$\begin{aligned} K_{\tau_4, \tau_3}^{II}(x_4, X_4^1, \dots, X_4^{k-1}, X_4^{k+1}, \dots, X_4^N, x_3, X_3^1, \dots, X_3^{k-1}, X_3^{k+1}, \dots, X_3^N) &= \\ = \int_{\Omega^{II}} \exp \left(-\frac{1}{\hbar} s_{34} [x(\tau)] \right) \prod_{j=1, j \neq k}^N \left(\int \exp \left(-\frac{1}{\hbar} S_{3,4}^j [X^j(\tau)] \right) [dX^j(\tau)] \right) [dx(\tau)] \end{aligned} \quad (8)$$

для Ω^{II} .

Используя постулат сохранения нормы волновой функции после коллапса волновой функции, имеем

$$\iint \left| \Psi_{t_4}^I(x, X) + \Psi_{t_4}^{II}(x, X) \right|^2 dx dX = 1.$$

Для мнимого времени нормировка имеет аналогичный вид:

$$\iint \left| \Psi_{\tau_4}^I(x_4, X_4) + \Psi_{\tau_4}^{II}(x_4, X_4) \right|^2 dx_4 dX_4 = 1, \quad (9)$$

где

$$\Psi_{\tau_4}^I(x_4, X_4^k) = \iint K_{\tau_4, \tau_3}^I(x_4, X_4^k, x_3, X_3^k) \Psi_{\tau_3}(x_3, X_3^k) dx_3 dX_3^k;$$

$$\begin{aligned} \Psi_{\tau_4}^{II}(x_4, X_4^1, \dots, X_4^{k-1}, X_4^{k+1}, \dots, X_4^N) &= \\ = \iint K_{\tau_4, \tau_3}^{II}(x_4, X_4^1, \dots, X_4^{k-1}, X_4^{k+1}, \dots, X_4^N, x_3, X_3^1, \dots, X_3^{k-1}, X_3^{k+1}, \dots, X_3^N) \times \end{aligned}$$

$$\times \Psi_{\tau_3}(x_3, X_3^1, \dots, X_3^{k-1}, X_3^{k+1}, \dots, X_3^N) dx_3 dX_3.$$

Благодаря макроскопическому порядку величины экспоненциального множителя, входящего в амплитуду K_{τ_4, τ_3}^I , ее значение намного больше чем, K_{τ_4, τ_3}^{II} , и последним слагаемым в выражении для нормировки можно пренебречь, так что

$$\iint \left| \Psi_{\tau_4}^I(x_4, X_4) \right|^2 dx_4 dX_4 \approx 1.$$

Пусть область физического пространства, где инициируется регистрирующий процесс (объеме зерна k), имеет пренебрежимо малый размер и ее положение характеризуется единственной координатой Y^I . Кроме этого, предположим, что радиус взаимодействия активных частиц с частицей-объектом также пренебрежимо мал (такая ситуация имеет место при измерении координаты частицы-объекта). Тогда все траектории $x(\tau)$, соответствующие области Ω^I , в момент времени τ_4 проходят через точку с координатой Y^I и мы имеем локализованное состояние частицы-объекта:

$$\Psi_{\tau_4}(x_4) = \delta(x_4 - Y^I(\tau_4)) \Phi(X_4),$$

где $\Phi(X_4)$ — волновая функция активных частиц. Волновая функция частицы-объекта для реального времени имеет вид

$$\Psi_{t_4}(x_4) = \delta(x_4 - Y^I(t_4)).$$

После инициации регистрирующего процесса потенциальную энергию активных частиц, участвующих в нем, можно считать не зависящей от взаимодействия с частицей объектом. Кроме того, вследствие локализации частицы-объекта в области макроскопического движения активных частиц ее взаимодействие с другими активными частицами прекращается (благодаря бесконечно малому радиусу взаимодействия). Эти два обстоятельства определяют преобразование в процессе коллапса запутанной волновой функции исходного состояния системы к произведению волновых функций частицы-объекта и активных частиц измерителя, что, в свою очередь, приводит к визуализации распределенной в пространстве частицы объекта в виде единственной точки в пространстве.

Взаимодействие частицы-объекта с прибором до коллапса может не оказывать какого-либо регистрируемого влияния на волновую функцию частицы в том смысле, что пространственное распределение квадрата ее модуля при наличии взаимодействия и без него будут идентичны с любой достижимой точностью измерения. Однако после коллапса волновой функции любая малая, но конечная величина $U_q^j(X^j, t)$ приводит к пространственной локализации частицы-объекта вследствие макроскопической величины U_A , стоящей в показателе экспоненты, которая определяет вес волновой функции $\Psi_{\tau_4}^I(x_4, X_4)$ в нормировке (9). Это обстоятельство определяет возможность при измерении любой физической величины создать условия, исключющие влияние «силового» воздействия прибора на объект измерения.

2. Описание процесса пространственной локализации частицы в условиях конечного скачка зависимости потенциальной энергии от времени

2.1. Общий вид процесса преобразования волновой функции. В предыдущем параграфе было показано, что инициация макроскопического регистрирующего процесса в системе приводит к нелинейному изменению ее волновой функции. В качестве формальной причины такой эволюции волновой функции рассматривался бесконечный скачок потенциальной энергии на некотором подмножестве виртуальных траекторий этой системы. Для анализа динамики протекания представленного выше процесса локализации квантовой частицы необходимо рассмотреть случай конечного скачка потенциальной энергии U_A . Пусть частица-объект взаимодействует с единственным зерном прибора, в котором в результате этого взаимодействия инициируется регистрирующий процесс, причем изменением волновой функции частицы вследствие самого взаимодействия на квантовом уровне пренебрегаем (это предположение оправдано, если принять во внимание приведенное в конце 1.4 замечание о величине энергии взаимодействия, необходимой для коллапса волновой функции). Тогда для любого момента времени волновую функцию системы можно представить в виде

$$\Psi_t(x, X) \approx \Psi_t(x)\Phi_t(X).$$

Раскладывая волновую функцию частицы-объекта для момента времени непосредственно перед началом процесса редукции по ортогональным волновым функциям, соответствующим областям пространства, занимаемого зерном измерителя (I) и остального пространства (II), получим

$$\Psi_t(x) = a_I \Psi_t^I(x) + a_{II} \Psi_t^{II}(x).$$

Коэффициенты разложения a_I, a_{II} удовлетворяют соотношению

$$|a_I|^2 + |a_{II}|^2 = 1.$$

Эволюция волновой функции системы в процессе коллапса будет описываться интегральным волновым уравнением

$$\begin{aligned} \Psi_{t_2}(x_2)\Phi_{t_2}(X_2) = \int \left(K_{t_2, t_1, \{x_I(t)\}, \{X(t)\}}(x_2, x_1, X_2, X_1) a_I \Psi_{t_1}^I(x_1) \Phi_{t_1}(X_1) + \right. \\ \left. + K_{t_2, t_1, \{x_{II}(t)\}}(x_2, x_1) K_{t_2, t_1, \{X(t)\}}(X_2, X_1) a_{II} \Psi_{t_1}^{II}(x_1) \Phi_{t_1}(X_1) \right) dx_1 dX_1, \end{aligned}$$

где $\{x_I(t)\}, \{x_{II}(t)\}$ — соответственно множества виртуальных траекторий частицы-объекта, которые проходили и не проходили через область пространства зерна до момента инициации регистрирующего процесса; $X(t)$ — виртуальные траектории ансамбля центра масс активных частиц зерна. За время коллапса изменением функционалов действия на виртуальных траекториях, вызванным движением индивидуальных точек, можно пренебречь. Тогда трансформацию волновой функции системы в процессе коллапса будет определять функционал действия регистрирующего процесса. Соответствующий

весовой множитель может быть включен в нормировку волновой функции $\Phi_{t_2}(X_2)$, стоящую во втором слагаемом последнего выражения (в первом слагаемом этого сделать нельзя из-за наличия взаимодействия частицы-объекта с активными частицами зерна). Учитывая все это, получим

$$\Psi_{t_2}(x_2)\Phi_{t_2}(X_2) = \left(a_I \Psi_{t_1}^I(x_1) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} U_A dt\right) + a_{II} \Psi_{t_1}^{II}(x_1) \right) \Phi_{t_2}(X_2). \quad (10)$$

Нормированная волновая функция частицы-объекта в процессе коллапса имеет вид

$$\Psi_t(x) = c_I a_I \Psi_t^I(x) + c_{II} a_{II} \Psi_t^{II}(x).$$

Тогда

$$\|\Psi_{t_2}(x_2)\|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_{t_2}(x)|^2 dx = |c_I|^2 |a_I|^2 + |c_{II}|^2 |a_{II}|^2.$$

Нормировочные множители (в общем случае они являются функциями времени) $c_I(t)$ и $c_{II}(t)$ зависят от соотношения мер множеств траекторий, проходящих через области пространства I и II , которое определяется экспонентой в (10), выражающей комплексный вес виртуальных траекторий, проходящих через область пространства I (вес траекторий, проходящих через область пространства II , равен 1). При задании меры множеств виртуальных траекторий, соответствующих различным начальным и конечным положениям в пространстве, возникает проблема, аналогичная проблем определения меры интегрирования квантового интеграла по траекториям [17, с. 48], [27, с. 201] — она не может быть задана, если вес траекторий выражается в комплексном виде. Поэтому следует поступить аналогично [28, с. 49], а именно задать меру для вещественного представления амплитуды. При этом, для сохранения последовательности событий (скачок потенциальной энергии должен предшествовать изменению волновой функции, а не наоборот) комплексное время следует брать для положительной мнимой полуоси $t = i\tau$. Тогда для нормировочных коэффициентов c_I и c_{II} получим

$$|c_I| = \frac{\exp\left(\frac{1}{\hbar} U_A(t_2 - t_1)\right)}{\sqrt{1 + \exp\left(\frac{2}{\hbar} U_A(t_2 - t_1)\right)}}, \quad |c_{II}| = \frac{1}{\sqrt{1 + \exp\left(\frac{2}{\hbar} U_A(t_2 - t_1)\right)}},$$

а нормированная волновая функция конечного состояния примет вид

$$\begin{aligned} \Psi_{t_2} = & \frac{a_I \exp\left(\frac{1}{\hbar} U_A(t_2 - t_1)\right)}{\sqrt{a_I^2 \exp\left(\frac{2}{\hbar} U_A(t_2 - t_1)\right) + a_{II}^2}} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} U_A(t_2 - t_1)\right) \Psi_{t_1}^I(x) + \\ & + \frac{a_{II}}{\sqrt{a_I^2 \exp\left(\frac{2}{\hbar} U_A(t_2 - t_1)\right) + a_{II}^2}} \Psi_{t_1}^{II}(x). \quad (11) \end{aligned}$$

2.2. Пример пространственной локализации электрона при измерении координаты. Рассмотрим процесс локализации волновой функции свободного электрона при его взаимодействии с единственным зерном измерителя (так же, как и ранее, рассматриваем одномерное движение). Пусть волновая функция электрона отлична от нуля в локальной области пространства, размер которой $|AB| = 10^2$ мкм, а его энергия равна 10^3 эВ. Электрон инициирует макроскопический процесс с энергией $U = 10^{10}$ эВ (здесь и далее энергия выражается в электронвольтах, расстояние в микрометрах) в области пространства размером $|CD| = 1$. Как и ранее, движение полагается одномерным. Потенциальная энергия взаимодействия электрона с зерном имеет вид

$$V(x, X) = \begin{cases} 10^{10} & \text{при } x \in [0, 1], \\ 0 & \text{для всего остального пространства.} \end{cases}$$

После инициации регистрирующего процесса в интегральном уравнении (1) полагаем координату центра масс X активных частиц единственного зерна (координату макроскопического прибора) локализованной для каждого бесконечно малого элемента объема зерна. Тогда зависимость волновой функции системы, включающей в себя частицу-объект и прибор, от этой переменной выразится в виде δ -функции, а уравнение для квантовой частицы может быть записано в виде

$$\Psi_{t_2}(x_2) = \int K_{t_2, t_1}(x_2, x_1) \exp\left(\frac{i}{\hbar} p x_1\right) dx_1.$$

На начальном этапе функционал действия регистрирующего процесса полностью определяется потенциальной энергией U_A и амплитуды перехода имеют вид, аналогичный (5) и (6):

$$K_{t_2, t_1}^I(x_2, x_1) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} U_a(t_2 - t_1)\right) \left(\exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} T_{x(\tau)}(t) dt\right) [dx(t)] \right)$$

для области I ($x \in [CD]$) и

$$K_{t_2, t_1}^{II}(x_2, x_1) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} T_{x(t)}(t) dt\right) [dx(t)]$$

для области II ($x \in [AC] \cup [DB]$). Для явного вычисления комплексного континуального интеграла его следует привести к вещественному винеровскому виду, для чего необходимо перейти от вещественного времени t к комплексному и положить $t = -i\tau$. Интегралы, входящие в выражения для амплитуд (7) и (8), могут быть взяты как пределы кратных интегралов аналогично [17, с. 55], [27, с. 199]. Положим $\tau_1 = 0$ и введем обозначения $\tau_2 = \tau$, $x_2 = x$, $x_1 = \xi$. Тогда волновое уравнение для квантовой частицы примет вид

$$\Psi_{\tau}^I(x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar\tau}} \exp\left(-\frac{1}{\hbar} U_a \tau\right) \int \exp\left(-\frac{m(x - \xi)^2}{2\hbar\tau}\right) \exp\left(\frac{i}{\hbar} p \xi\right) d\xi$$

для I и

$$\Psi_{\tau}^{II}(x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar\tau}} \int \exp\left(-\frac{m(x-\xi)^2}{2\hbar\tau}\right) \exp\left(\frac{i}{\hbar}p\xi\right) d\xi$$

для II . С учетом того обстоятельства, что длина волны электрона с рассматриваемой энергией $\lambda = 3.9 \cdot 10^{-4}$ много меньше размера области пространства, где она отлична от нуля $|AB| = 10^2$, интегралы в последних двух выражениях могут быть сведены к гауссовым интегралам вида

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{ax^2}{2} + bx\right) dx$$

с положительным вещественным значением величины a и комплексным b . Взяв эти интегралы и переходя к вещественному времени, получим

$$\Psi_t^I(x) = \frac{1}{|AB|} \exp\left(\frac{i}{\hbar}(px + Tt - Ut)\right)$$

для I и

$$\Psi_t^{II}(x) = \frac{1}{|AB|} \exp\left(\frac{i}{\hbar}(px + Tt)\right)$$

для II . Таким образом, в результате мы имеем волновую функцию вида (11) с одинаковыми коэффициентами разложения начального состояния. С учетом этого обстоятельства нормированная волновая функция после инициации регистрирующего процесса будет иметь вид

$$\Psi_t = A(t) \frac{1}{\sqrt{|AB|}} \exp\left(-\frac{i}{\hbar}Ut\right) \exp\left(\frac{i}{\hbar}(px + Tt)\right) + B(t) \frac{1}{\sqrt{|AB|}} \exp\left(\frac{i}{\hbar}(px + Tt)\right),$$

где

$$A(t) = \frac{\sqrt{|CD|} \exp\left(\frac{1}{\hbar}Ut\right)}{\sqrt{|AC| + |DB| + |CD| \exp\left(\frac{2}{\hbar}Ut\right)}},$$

$$B(t) = \frac{\sqrt{|AC| + |DB|}}{\sqrt{|AC| + |DB| + |CD| \exp\left(\frac{2}{\hbar}Ut\right)}}.$$

Временные зависимости нормировочных множителей, представленные на рисунке, наглядно показывают, что длительность процесса пространственной локализации в данных условиях составляет ничтожно малую величину, пренебрежимую по сравнению с длительностью любых процессов, рассматриваемых квантовой механикой. Это обстоятельство позволяет представить коллапс волновой функции в формализме традиционной квантовой механики в виде математической процедуры проектирования, соответствующей физическому процессу, длительность которого полагается равной нулю.

Нелинейная эволюция квантового объекта рассмотренного типа не обязательно возникает вследствие макроскопического скачка потенциальной энергии системы, находящейся с ним в запутанном состоянии. В общем случае она зависит от величины интеграла

$$\int_{t_1}^{t_2} U dt$$

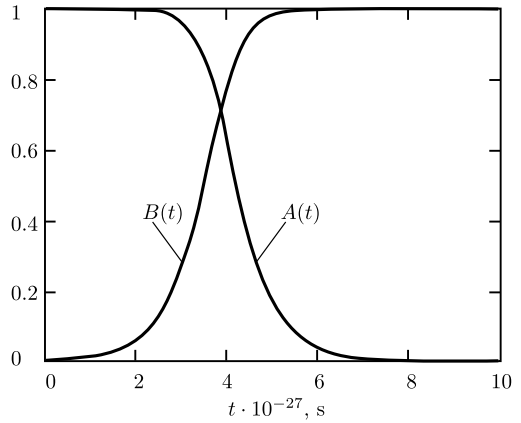
для некоторого подмножества виртуальных траекторий. В случае измерения макроскопическое значение потенциальной энергии активных частиц измерителя приводит к пренебрежимо малому времени редукиции. Однако и при существенно меньших значениях потенциальной энергии для траекторий системы, запутанной с квантовым объектом, может произойти редукиция его волновой функции, только за более длительное время. Такая ситуация, вероятно, реализуется в процессе декогеренции [31, 32], основной проблемой интерпретации которого является невозможность трансформировать состояние квантового объекта к единственной собственной функции оператора какой-либо наблюдаемой с помощью линейной эволюции Шредингера [33]. Наличие нелинейной эволюции, определяющей редукицию волновой функции типа (7), позволяет решить проблему «подавления» всех состояний объекта, кроме единственного, и для явления декогеренции. Таким образом, рассмотренный выше механизм преобразования волновой функции лежит в основе как ее коллапса при измерении, так и декогеренции при взаимодействии с окружающей средой. При этом следует отметить, что ни явление коллапса, ни декогеренция не определяют классический характер движения макроскопической системы. По классическим законам движется центр масс макроскопической системы, при том что в отношении прочих степеней свободы система сохраняет квантовые свойства (см. подраздел 1.2).

3. ЭПР-парадокс. Специфику нелокального изменения волновой функции, вызванного увеличением веса какого-либо подмножества виртуальных траекторий, наглядно иллюстрирует знаменитый мысленный эксперимент, предложенный в [1]. Опишем его в терминах интегрального волнового уравнения.

Пусть в момент времени t_1 непосредственно после столкновения волновая функция системы, состоящей из двух одинаковых частиц, имеет вид, предложенный в [1]:

$$\Psi_{t_1}(x', x'') = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \frac{i}{\hbar} (p(x' - x'' + \Delta x)) dp, \quad (12)$$

где x' и x'' — соответственно координаты первой и второй частиц; Δx — постоянная величина. Дальнейшая эволюция этой замкнутой системы описывается интегральным волновым уравнением



Зависимости коэффициентов разложения волновой функции электрона от времени [The dependencies of the expansion coefficients in a electron wave function on time]

$$\Psi_{t_2}(x'_2, x''_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\iint \left(\exp \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{m\dot{x}'^2}{2} + \frac{m\dot{x}''^2}{2} \right) dt \right) [dx'(t)][dx''(t)] \right) \times \\ \times \left(\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(\frac{i}{\hbar} p(x'_1 - x''_1 + \Delta x) \right) dp \right) dx'_1 dx''_1. \quad (13)$$

Заменяя переменную времени t на $i\tau$ и вычисляя континуальные интегралы в уравнении (13) (см. подраздел 2.2), для амплитуды перехода имеем

$$K_{\tau_2, \tau_1}(x'_2, x''_2, x'_1, x''_1) = \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar\tau}} \exp \left(-\frac{m(x'_2 - x'_1)^2}{2\hbar\tau} - \frac{m(x''_2 - x''_1)^2}{2\hbar\tau} \right).$$

Фурье-компонента амплитуды перехода, соответствующая импульсам

$$p'_2 = \frac{m(x'_2 - x'_1)}{\tau}, \quad p''_2 = \frac{m(x''_2 - x''_1)}{\tau}$$

частиц системы, имеет вид

$$K_{p', p''}(x'_2, x''_2, x'_1, x''_1) = \exp \left(-\frac{1}{2} p'_2(x'_2 - x'_1) - \frac{1}{2} p''_2(x''_2 - x''_1) \right). \quad (14)$$

Возвращаясь к вещественному времени $t = i\tau$, получим

$$\Psi_t(x'_2, x''_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \frac{p'}{2} (x'_2 - x'_1) - \frac{i}{\hbar} \frac{p''}{2} (x''_2 - x''_1) \right) \times \\ \times \left(\int_{-\infty}^{\infty} \exp \frac{i}{\hbar} (p(x'_1 - x''_1 + \Delta x)) dp \right) dx'_1 dx''_1 = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \frac{p'}{2} x'_2 + \frac{i}{\hbar} p \Delta x \right) \exp \left(\frac{i}{\hbar} \left(\frac{p'}{2} + p \right) x'_1 \right) dx'_1 \times \right. \\ \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \frac{p''}{2} x''_2 \right) \exp \left(\frac{i}{\hbar} \left(\frac{p''}{2} - p \right) x''_1 \right) dx''_1 \right) dp.$$

Произведем замену переменных:

$$\frac{p'}{2} + p = \xi'(x'_1, p), \quad \frac{p''}{2} - p = \xi''(x''_1, p).$$

Выражение для волновой функции в этом случае примет вид

$$\Psi_t(x'_2, x''_2) = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \exp \frac{i}{\hbar} \left((p - \xi') x'_2 + p \Delta x \right) \exp \left(\frac{i}{\hbar} \xi' x'_1 \right) dx'_1 \times \right. \\ \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \frac{i}{\hbar} \left((-p - \xi'') x''_2 \right) \exp \left(\frac{i}{\hbar} \xi'' x''_1 \right) dx''_1 \right) dp.$$

Сохраняя при интегрировании по переменным p , x'_1 и x''_1 постоянными значения переменных ξ' и ξ'' , получим

$$\begin{aligned} \Psi_{t_2}(x'_2, x''_2) &= \\ &= \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \left(\exp \frac{i}{\hbar} ((p - \xi')x'_2 + p\Delta x) \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(\frac{i}{\hbar} \xi' \right) x'_1 dx'_1 \right) \times \right. \\ &\quad \times \left. \exp \frac{i}{\hbar} (-p - \xi'') x''_2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(\frac{i}{\hbar} \xi'' x''_1 \right) dx''_1 dp \right) d\xi' d\xi'' = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \left(\exp \frac{i}{\hbar} ((p - \xi')x'_2 + p\Delta x) \delta(\xi') \times \right. \right. \\ &\quad \times \left. \left. \exp \frac{i}{\hbar} (-p - \xi'') x''_2 \delta(\xi'') \right) dp \right) d\xi' d\xi'' = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left(\exp \frac{i}{\hbar} p (x'_2 - x''_2 + \Delta x) \right) dp. \end{aligned}$$

Заменив импульсы p' и p'' в выражении для амплитуды (14) на p и $-p$, получим

$$K_p(x'_2, x''_2, x'_1, x''_1) = \exp \left(-\frac{1}{2} p (x'_2 - x'_1) + \frac{1}{2} p (x''_2 - x''_1) \right). \quad (15)$$

После взаимодействия частиц амплитуда перехода (14) не зависит от времени. Кроме того, множество всех виртуальных траекторий, определяющих эту амплитуду перехода, сводится к совокупности множеств траекторий с одинаковыми значениями импульсов частиц p' и p'' , причем эти значения оказываются связанными между собой:

$$p' = -p'' = p.$$

Наличие такой связи создает формальную возможность нелокального взаимодействия между частицами при измерении импульса одной из них. Действительно, измерение импульса, например второй частицы, формально выражается слагаемым потенциальной энергии взаимодействия с прибором $U(X_{p''}, x'')$ в функционалах действия на виртуальных траекториях системы (необходимая для измерения импульса однозначная связь между множеством координат прибора X и импульсов p'' обеспечивается конструкцией прибора). Инициация макроскопического процесса в приборе соответствует появлению макроскопического слагаемого потенциальной энергии $U_A(X_{p_m})$ в функционалах действия на всех виртуальных траекториях, для которых $p'' = p_m$. Используя процедуру, аналогичную той, которая применялась в 1.4, можно показать, что в результате амплитуда перехода оказывается отличной от нуля только для этого множества траекторий. Это значит, что из всех амплитуд перехода (14) отлична от нуля только та, для которой $p = p_m$. Тогда

$$\begin{aligned} \Psi_{t_2}(x'_2, x''_2) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\delta(p - p_m) \exp\left(-\frac{1}{2}p(x'_2 - x'_1) + \frac{1}{2}p(x''_2 - x''_1)\right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp\left(\frac{i}{\hbar}p(x'_2 - x''_2 + \Delta x)\right) \right) dx'_1 dx''_1 dp = \\ &= \exp\left(\frac{i}{\hbar}p_m x'_2 + \Delta x\right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}p_m x''_2\right). \end{aligned}$$

Таким образом, взаимодействие одной из частиц с прибором преобразует запутанную волновую функцию системы к произведению волновых функций каждой из частиц. При этом вид волновой функции частицы, не взаимодействующей с прибором, определяется характером процесса измерения опосредованно через трансформацию запутанной волновой функции всей системы. Следовательно, между частицами, находящимися в запутанном состоянии, существует специфическое взаимодействие. Это взаимодействие формально выражается общим весом виртуальных траекторий частиц в выражении для амплитуды перехода. Вследствие этого обстоятельства скачок потенциальной энергии взаимодействия с прибором для одной из частиц мгновенно сказывается на состоянии другой через изменение веса соответствующих траекторий. Трансформация волновой функции происходит одновременно во всем пространстве и никак не связана с механическим движением. Однако для предположения возможности действия на расстоянии (нелокальности взаимодействия) этого недостаточно. Действительно, формальное рассмотрение интегрального волнового уравнения (13) указывает на то, что материальные поля квантовых частиц, соответствующие различным значениям импульсов, занимают все пространство «возможных» траекторий [17, с. 51], а локализация волновой функции связана с интерференцией волновых функций, соответствующих этим полям. Другими словами, локализация конечных волновых функций частиц в удаленных областях пространства не означает перераспределения соответствующих материальных полей в пространстве вследствие перемещения их материальных носителей (индивидуальных точек [29]), что сохраняет возможность непосредственного взаимодействия между индивидуальными частицами и в этом случае.

Такая ситуация имеет место при измерении координаты одной из частиц. Пусть измеренное значение координаты $x''_2 = x_m$. Тогда трансформация волновой функции системы в процессе измерения будет полностью определяться множеством виртуальных траекторий системы, удовлетворяющих этому условию (благодаря их бесконечно большому весу в континуальном интеграле амплитуды перехода). Подставляя амплитуду (15) в интегральное волновое уравнение и учитывая только траектории, удовлетворяющие условию $x''_2 = x_m$, для конечной волновой функции имеем

$$\begin{aligned} \Psi_{t_2}(x'_2, x''_2) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{2\pi\hbar} \delta(x''_2 - x_m) \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp\left(-\frac{1}{2}p(x'_2 - x'_1) + \frac{1}{2}p(x''_m - x''_1)\right) \exp\left(\frac{i}{\hbar}p(x'_2 - x_m + \Delta x)\right) \right) dx'_1 dx''_1 dp = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\exp \frac{i}{\hbar} (x'_2 + \Delta x - x_m) \right) dp = \\
 &= \delta(x'_2 + \Delta x - x_m).
 \end{aligned}$$

Таким образом, математический формализм интегрального волнового уравнения с ядром в форме интеграла по траекториям однозначно указывает на наличие взаимодействия между частицами в запутанном состоянии, выражающегося в одновременной трансформации волновой функции системы во всем пространстве при измерении характеристик одной из них, причем это взаимодействие локально даже в том случае, когда конечные волновые функции частиц отличны от нуля в удаленных областях пространства.

Представление квантовых частиц в виде совокупностей материальных полей, а не материальных точек, основано не только на их математическом описании, но и на том обстоятельстве, что в противном случае постулат коллапса волновой функции квантовой механики противоречит релятивистской теории, согласно которой перемещение материальных объектов в пространстве со скоростью, превышающей скорость света, невозможно. Подтвержденное экспериментально [5–8] явление взаимодействия частиц, волновые функции которых отличны от нуля в удаленных друг от друга областях пространства [2] непосредственно в момент времени после измерения какой-либо характеристики одной из частиц, не противоречит релятивистской теории только в том случае, если частицы представляют собой совокупности реальных материальных полей. Источником ЭПР-парадокса является представление квантовых частиц как материальных точек, тогда как уравнения квантовой механики определяют их как объекты, распределенные в пространстве, для которых единственным элементом физической реальности в теории (в интерпретации этого понятия [1]) является волновая функция. Именно однородное распределение в пространстве материальных носителей полей частиц и определяет возможность их мгновенного влияния друг на друга без нарушения законов релятивистской механики.

4. Возможность использования процесса коллапса волновой функции для передачи информации

4.1. Использование ансамбля отдельных квантовых систем, находящихся в запутанных состояниях с удаленной частицей. Многочисленные работы, посвященные разрешению рассмотренного выше противоречия между квантовой механикой и СТО при сохранении представления о квантовой частице как о материальной точке, связаны с предположением невозможности мгновенной передачи сигнала (информации) с использованием явления коллапса [25]. Это предположение приобрело форму теоремы (no-signaling, no-communication theorem [34]). Все модификации этой теоремы (безусловно, строго доказанные) содержат одно существенное допущение: они а priori полагают, что ансамбль частиц описывается индивидуальными матрицами плотности каждой частицы. После этого смысл доказательства сводится к строгой математической конструкции, изложенной в работе [35]. Воспроизведем ее применительно к описанному в разделе 3 случаю.

Пусть имеется совокупность идентичных квантовых систем, каждая из которых описывается запутанной волновой функциями типа (12). Пусть производятся измерения характеристик второй частицы. После этого измерения состояние первой частицы описывается редуцированной матрицей плотности

$$\varrho(0) = \sum_i p_i |\varphi_i\rangle \langle \varphi_i|,$$

где φ_i — собственные функции какого-либо оператора (в нашем случае — операторов импульса или координаты первой частицы); p_i — вероятность данного состояния в ансамбле. Индекс i в этом разложении соответствует результату измерения, произведенного над второй частицей. Таким образом, производя измерения координаты или импульса второй частицы, мы имеем различные разложения одного и того же оператора матрицы плотности, описывающего состояние первой частицы. Статистические ансамбли состояний первой частицы, соответствующие различным разложениям, эквивалентны по отношению к любым измерениям [25]. Тогда, чтобы иметь возможность различить между собой ансамбли и тем самым узнать тип измерения, производимого над второй частицей (что означает возможность мгновенной передачи информации на расстоянии), необходимо существование нелинейной и детерминированной эволюции матрицы плотности [36]. Эволюция Шредингера линейна. Нелинейные слагаемые, описывающие эволюцию матрицы плотности, при редукции сокращаются. Действительно, при редукции волновая функция системы преобразуется следующим образом:

$$\Psi \rightarrow \begin{cases} \frac{P|\Psi\rangle}{\|P|\Psi\rangle\|} & \text{с вероятностью } \langle P \rangle, \\ \frac{(1-P)|\Psi\rangle}{\|(1-P)|\Psi\rangle\|} & \text{с вероятностью } \langle 1-P \rangle, \end{cases}$$

где P — оператор проектирования. Тогда матрица плотности в результате редукции приобретает вид

$$\begin{aligned} \varrho(t) &= \sum_i p_i \langle P \rangle_{\varphi_i} \frac{P|\varphi_i\rangle \langle \varphi_i| P^\dagger}{\|P|\varphi_i\rangle\|^2} + \\ &+ \sum_i p_i \langle 1-P \rangle_{\varphi_i} \frac{(1-P)|\varphi_i\rangle \langle \varphi_i| (1-P)^\dagger}{\|(1-P)|\varphi_i\rangle\|^2} = \\ &= P\varrho_0 P + (1-P)\varrho_0(1-P). \end{aligned} \quad (16)$$

Таким образом, вид матрицы плотности после процесса редукции не зависит от конкретного ее разложения по собственным состояниям наблюдаемой, что сохраняет эквивалентность статистических ансамблей [25]. Именно случайный характер результатов коллапса волновой функции не позволяет рассчитывать на мгновенную передачу информации на макроскопическом уровне.

Это обстоятельство само по себе никак не устраняет противоречия между квантовой механикой и СТО на квантовом уровне, где законы релятивистской механики также должны выполняться. Как указывалось выше, обе теории не противоречат друг другу, если квантовая частица представляет собой

распределенный в пространстве физический объект. Но в этом случае нет никаких оснований утверждать (с позиции СТО), что мгновенная передача информации в принципе невозможна и на макроскопическом уровне. Если причина невозможности сверхсветовой коммуникации связана с макроскопической неразличимостью рассмотренных выше ансамблей частиц, то следует отметить, что такие ансамбли не являются единственно возможными. Применение формализма матрицы плотности к совокупности идентичных квантовых частиц предполагает независимое взаимодействие каждой из них с удаленной частицей и, как следствие этого, возникновение статистического ансамбля частиц в состояниях с частотами, соответствующими вероятностям p_i . Однако количество частиц, необходимое для анализа квантового состояния удаленной частицы, можно получить и иным образом. В работе [37] для этого предлагалось использовать клонирование в лазерном усилителе исходных фотонов, полученных в эксперименте ЭПР-типа, так что квантовое состояние каждого из фотонов после усилителя в точности совпадало с состоянием исходного фотона. Однако, как показано в работах [38–40], такое клонирование в принципе невозможно согласно законам квантовой механики, что находит свое отражение в соответствующей теореме (“no-cloning theorem” [41, p. 279]). Неудача одного из способов создания макроскопически различимых совокупностей частиц в результате модифицированного ЭПР-эксперимента, однако, не дискредитирует саму идею возникновения ансамблей квантовых частиц, не принадлежащих к одному классу эквивалентности, каждый из которых является результатом единственного измерения соответствующей характеристики удаленной частицы. Это позволило бы осуществить передачу информации быстрее скорости света, не впадая в противоречие с доказанной выше неразличимостью статистических ансамблей, полученных в результате измерений различного типа (16).

4.2. Создание неэквивалентных ансамблей. Рассмотрим возможность возникновения таких ансамблей в результате эксперимента, аналогичного тому, на основании анализа которого формулируется ЭПР-парадокс (см. раздел 3). Предположим сначала, что имеется система невзаимодействующих между собой квантовых частиц A^k с пространственными координатами x^{lk} , каждая из которых взаимодействовала в прошлом с частицей B с координатой x'' . Пусть $\Psi_{t_1}^{l1}(x_1^{l1}), \dots, \Psi_{t_1}^{ln}(x_1^{ln}), \Psi_{t_1}^{n''}(x_1^{n''})$ — волновые функции частиц до взаимодействия. После взаимодействия система будет описываться запутанной волновой функцией, определяемой интегральным волновым уравнением

$$\begin{aligned} \Psi_{t_2}(x_2^1, \dots, x_2^n, x_2^{n''}) &= \\ &= \int \dots \int \left(\int \dots \int \left(\exp \frac{i}{\hbar} \sum_{k=1}^n \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{m^k \dot{x}^{lk}}{2} + \frac{m'' \dot{x}''}{2} + U^k(x^{lk}, x'') \right) d\tau \right) \times \right. \\ &\times [dx^{l1}(t)] \dots [dx^{ln}(t)] [dx''(t)] \left. \right) \Psi_{t_1}^{l1}(x_1^{l1}) \dots \Psi_{t_1}^{ln}(x_1^{ln}) \Psi_{t_1}^{n''}(x_1^{n''}) dx_1^{l1} \dots dx_1^{ln} dx_1^{n''} = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int \exp \left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} \frac{m'' \dot{x}''}{2} d\tau \right) \prod_{k=1}^n \Psi_{t_2}^{lk}[x_2^{lk}, x''(t)] [dx''(t)] \right) \Psi_{t_1}^{n''}(x_1^{n''}) dx_1^{n''}, \end{aligned}$$

где введено обозначение

$$\begin{aligned} \Psi_{t_2}^{l^k}[x_2^{l^k}, x''(t)] &= \\ &= \int \left(\int \exp \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{m^k \dot{x}^{l^k}}{2} + U^k(x^{l^k}, x''_{x''(t)}) \right) d\tau \right) [dx^{l^k}(t)] \Psi_{t_1}^{l^k}(x_1^{l^k}) dx_1^{l^k}. \end{aligned}$$

В последнем выражении значения координаты $x''_{x''(t)}$ в каждый момент времени соответствуют траектории $x''(t)$. Пусть в момент времени t_3 производится измерение какой-либо физической величины частицы B , удаленной от частиц A^k на такое расстояние, когда любыми силовыми взаимодействиями между этими частицами можно пренебречь. Как было показано выше, инициация регистрирующего процесса при измерении выражается в скачке потенциальной энергии в функционалах действия на множестве виртуальных траекторий, которое определяется как видом производимого измерения, так и измеренным значением физической величины. Обозначим такое множество $\{x''_m(t)\}$ и представим волновую функцию системы непосредственно после измерения в виде двух слагаемых:

$$\begin{aligned} \Psi_{t_2}(x_2^1, \dots, x_2^n, x_2'') &\approx \\ &\approx \exp\left(-\frac{i}{\hbar} U_A \varepsilon\right) \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{\{x''_m(t)\}} \exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} \frac{m'' x''}{2} d\tau\right) \times \right. \\ &\quad \times \prod_{k=1}^n \Psi_{t_2}^{l^k}[x_2^{l^k}, x''(t)][dx''(t)] \left. \right) \Psi_{t_1}''(x_1'') dx_1'' + \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{\{x''(t) \neq x''_m(t)\}} \exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} \frac{m'' x''}{2} d\tau\right) \times \right. \\ &\quad \times \prod_{k=1}^n \Psi_{t_2}^{l^k}[x_2^{l^k}, x''(t)][dx''(t)] \left. \right) \Psi_{t_1}''(x_1'') dx_1'', \end{aligned}$$

первое из которых через чрезвычайно короткий промежуток времени редукции ε (см. подразделы 1.4, 2.2) полностью определяет волновую функцию в виде

$$\Psi_{t_3}(x_3^1, \dots, x_3^m, x_3'') \approx \Psi_{t_3}''(x_3'') \prod_{k=1}^n \Psi_{t_3}^{l^k}(x_3^{l^k}).$$

Таким образом, после измерения волновая функция системы представляет собой произведение волновых функций составляющих ее частиц. Кроме того, волновая функция каждой частицы кроме процесса взаимодействия в прошлом однозначно определяется видом и результатом измерения характеристик удаленной частицы, что, в принципе, позволяет по средним значениям физических величин частиц A^k определить не только факт и вид удаленного измерения, но и его результат. Это означает, что в соответствии с законами квантовой механики использование нелокальности коллапса волновой функции для мгновенной передачи информации возможно.

4.3. Коллапс состояния кошки Шредингера. Другим способом мгновенной передачи информации является использование в процессе взаимодействия с удаленной частицей мезоскопического объекта, находящегося в состоянии кошки Шредингера [42]. По определению, состояние кошки Шредингера представляет собой суперпозицию двух или более ортогональных волновых функций, соответствующих различным макроскопическим значениям какой-либо физической величины. Под макроскопическими значениями физической величины понимаются такие значения, которые в принципе можно измерить без изменения состояния исследуемого физического объекта. Пусть макроскопическое значение величин, характеризующих состояние кошки Шредингера, обеспечивается большим числом частиц в системе (это предположение позволяет оставаться в рамках нерелятивистской квантовой теории). Предположим, что система A , состоящая из n частиц (в общем случае взаимодействующих друг с другом и с внешними полями), может быть представлена в виде суммы двух волновых функций, соответствующих различным значениям макроскопической величины Q (как и ранее, рассматриваем одномерное движение). Тогда ее волновая функция имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi_{t_2}(x_2^1, \dots, x_2^n) &= \Psi_{t_2}^{Q_I}(x_2^1, \dots, x_2^n) + \Psi_{t_2}^{Q_{II}}(x_2^1, \dots, x_2^n) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} K_{t_2, t_1}^{Q_I}(x_2^1, \dots, x_2^n, x_1^1, \dots, x_1^n) \Psi_{t_1}(x_1^1, \dots, x_1^n) dx_1^1 \dots dx_1^n + \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} K_{t_2, t_1}^{Q_{II}}(x_2^1, \dots, x_2^n, x_1^1, \dots, x_1^n) \Psi_{t_1}(x_1^1, \dots, x_1^n) dx_1^1 \dots dx_1^n. \end{aligned}$$

В этом выражении амплитуды перехода, соответствующие различным значениям Q_I и Q_{II} величины Q , определяются непересекающимися подмножествами (обозначим их $\{\Gamma_I\}$ и $\{\Gamma_{II}\}$) множества виртуальных траекторий, объединение которых дает множество всех возможных виртуальных траекторий системы. Благодаря этому обстоятельству нормировка волновой функции не изменяется. Поскольку, согласно сделанному предположению, система представляет собой макроскопический объект, состоящий из большого числа частиц, то в соответствии с подразделом 1.2 амплитуды переходов целесообразно представить в виде произведений амплитуд перехода центров масс и амплитуд относительного движения для каждого из состояний кошки Шредингера:

$$K_{t_2, t_1}^{Q_I}(x_2^1, \dots, x_2^n, x_1^1, \dots, x_1^n) = K_{t_2, t_1}^{Q_I}(X_2^C, X_1^C) K_{t_2, t_1}^{Q_1}(\xi_2^1, \dots, \xi_2^{n-1}, \xi_1^1, \dots, \xi_1^{n-1})$$

и

$$K_{t_2, t_1}^{Q_{II}}(x_2^1, \dots, x_2^n, x_1^1, \dots, x_1^n) = K_{t_2, t_1}^{Q_{II}}(X_2^C, X_1^C) K_{t_2, t_1}^{Q_1}(\xi_2^1, \dots, \xi_2^{n-1}, \xi_1^1, \dots, \xi_1^{n-1}).$$

Для амплитуд переходов центров масс имеем

$$K_{t_2, t_1}^{Q_I}(X_2^C, X_1^C) = \int \exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} (T_I(V(t)) - U_I(X(t))) dt\right) [dX_I^C(t)]$$

и

$$K_{t_2, t_1}^{Q_{II}}(X_2^C, X_1^C) = \int \exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} (T_{II}(V(t)) - U_{II}(X(t))) dt\right) [dX_{II}^C(t)],$$

где нижние латинские индексы указывают состояния, которым соответствуют физические объекты (значения величины Q). Далее, применяя логику, аналогичную изложенной в подразделе 1.2, к каждому из состояний, приходим к выводу, что волновые функции центров масс представляют собой дельта-функции координаты, которые перемещаются в пространстве вдоль траекторий, соответствующих минимальным функционалам действия для каждого из подмножеств Γ_I и Γ_{II} . В отсутствие внешнего воздействия эта суперпозиция волновых функций сохраняется и имеет вид

$$\Psi_{t_2}(X) = a_I \delta(X - X_I(t)) + a_{II} \delta(X - X_{II}(t)),$$

где квадраты модулей комплексных коэффициентов a_I и a_{II} определяют вероятности значений координат X_I, X_{II} , а вместе с ними — и значений величин Q_I и Q_{II} . Модули $|a_I|$ и $|a_{II}|$ определяются континуальными интегралами, формирующими соответствующие волновые функции.

Средние значения наблюдаемой координаты центра масс системы A определяются соотношением [43]

$$\langle X \rangle = |a_I|^2 X_I + |a_{II}|^2 X_{II}.$$

Рассмотрим теперь влияние на состояние системы A при измерении какой-либо характеристики удаленной квантовой частицы B , находящейся с ней в запутанном состоянии (x'' — координата этой частицы). Пусть взаимодействие квантовой частицы B с частицами системы A имело место только для множества виртуальных траекторий Γ_{II} . В этом случае для волновой функции объединенной системы имеем

$$\begin{aligned} \Psi_{t_2}(X_2, x_2'') = & \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \left((a^I K_{t_2, t_1}^{Q_1}(X_2, X_1) + \right. \\ & \left. + a^{II} K_{t_2, t_1}^{Q_2}(X_2, X_1, x_1'') \right) \Psi_{t_1}(X_1, x_1'') dX_1 \dots dx_1^n dx_1''. \end{aligned}$$

Для амплитуды перехода $K_{t_2, t_1}^{Q_2}$ имеем

$$\begin{aligned} K_{t_2, t_1}^{Q_2}(X_2, X_1, x_1'') = \\ = \int_{\Gamma_{II}} \int_{\gamma''} \exp \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{M \dot{X}^2}{2} + \frac{m'' x''^2}{2} - U(X) - U(X, x'') - U(x'') \right) [d\Gamma_{II}] [d\gamma'']. \end{aligned}$$

После инициации макроскопического регистрирующего процесса, возникающего при измерении какой-либо характеристики частицы B , последняя амплитуда перехода распадается на произведение

$$K_{t_2, t_1}^{Q_2}(X_2, X_1, x_1'') \approx K_{t_2, t_1}^{Q_2}(X_1, X_1) \exp \frac{i}{\hbar} S_R(t),$$

где $S_R(t)$ — функционал действия регистрирующего процесса. С учетом этого обстоятельства, а также того факта, что множества траекторий центров масс данной макроскопической системы сводятся к двум траекториям, на которых функционалы действия имеют локальные минимумы, для волновой функции центра масс системы после измерения характеристики удаленной частицы B имеем

$$\Psi_{t_2}(X) = a^I \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[X_I(t)]\right) \delta(X - X_I(t)) + \\ + a^{II} \exp\left(\frac{i}{\hbar} (S[X_{II}(t)] + S_R(t))\right) \delta(X - X_{II}(t)).$$

Полученная после измерения суперпозиция волновых функций центров масс макроскопической системы имеет форму, схожую с той, которая рассматривалась в подразделе 2.1 и является ненормированной. Как и ранее, используем процедуру нормировки для мнимого времени. В результате для нормированной волновой функции получим

$$\|\Psi_{t_2}\| = \frac{a_I \exp\frac{1}{\hbar} S[X_I(t)] \exp\frac{i}{\hbar} S[X_I(t)]}{\sqrt{a_I^2 \exp\frac{2}{\hbar} S[X_I(t)] + a_{II}^2 \exp\frac{2}{\hbar} (S[X_{II}(t)] + S_R(t))}} \delta(X - X_I(t)) + \\ + \frac{a^{II} \exp\frac{1}{\hbar} (S[X_{II}(t)] + S_R(t)) \exp\frac{i}{\hbar} (S[X_{II}(t)] + S_R(t))}{\sqrt{a_I^2 \exp\frac{2}{\hbar} S[X_I(t)] + a_{II}^2 \exp\frac{2}{\hbar} (S[X_{II}(t)] + S_R(t))}} \delta(X - X_{II}(t)).$$

Для положения центра масс такой системы имеем

$$\langle X \rangle = \frac{|a_I|^2 \exp\frac{2}{\hbar} S[X_I(t)] X_I(t) + |a_{II}|^2 \exp\frac{2}{\hbar} (S[X_{II}(t)] + S_R(t)) X_{II}(t)}{|a_I|^2 \exp\frac{2}{\hbar} S[X_I(t)] + |a_{II}|^2 \exp\frac{2}{\hbar} (S[X_{II}(t)] + S_R(t))},$$

что при условии

$$S[X_I] \sim S[X_{II}] \sim S_R$$

дает макроскопическое значение координаты центра масс, отличное от значения до измерения характеристики частицы B , что позволяет мгновенно получить информацию о факте измерения характеристики удаленной частицы.

Причиной, по которой во всех экспериментах, связанных с ЭПР-парадоксом, рассматриваются запутанные состояния, является макроскопический размер их волновой функции. Это обстоятельство определяет возможность проявления свойства нелокальности редукции волновой функции в макроскопическом масштабе. Однако запутанные квантовые состояния — не единственные в этом роде. Например, состояния некоторых электронов, возникающие при целочисленном квантовом эффекте Холла, имеют макроскопический размер [44, 45]. Такие электроны могут одновременно взаимодействовать с физическими объектами, локализованными в удаленных областях пространства, и тем самым создают возможность для их мгновенного воздействия друг на друга. Кроме того, наличие большого числа электронов в таких чистых состояниях позволяет регистрировать результаты этого воздействия на детерминированном макроскопическом уровне. Иначе говоря, физические системы

такого типа можно рассматривать в качестве основы для создания прибора, способного передавать информацию быстрее скорости света. Такая передача информации на макроскопическое расстояние была экспериментально осуществлена в работе [46]. К сожалению, в условиях эксперимента временное разрешение не позволяло определить фактическую скорость передачи информации. Тем не менее тот факт, что единственно возможным механизмом эволюции волновой функции в данном эксперименте (вследствие специфики оказываемого на систему воздействия, исключающей возможность влияния эволюции Шредингера) являлся механизм, основанный на изменении веса образующих ее компонент, позволяет с уверенностью говорить о реализации способа мгновенной передачи информации в форме, доступной для макроскопической регистрации. Другими словами, этот эксперимент доказывает возможность проявления процессов типа коллапса волновой функции (несилового, «весового» типа эволюции) на макроскопическом уровне, а это неизбежно (в силу одного из основных постулатов квантовой механики) приводит к выводу о возможности мгновенной передачи информации.

Заключение. Явление коллапса волновой функции не противоречит СТО в том случае, если квантовые частицы представляют собой распределенный в пространстве объект. Действительно, при таком подходе измерение какой-либо характеристики квантовой частицы благодаря участию в нем цельного физического объекта не является локальным событием и, следовательно, понятие интервала между измерениями характеристик частиц в ситуации, рассматриваемой при анализе ЭПР-парадокса, не может рассматриваться в традиционном виде. Поскольку для того, чтобы два события, происходящие через бесконечно малый промежуток времени, имели причинно-следственную связь, их пространственные координаты должны совпадать. А это означает, что удаленные безотносительно к ЭПР-взаимодействию приборы таковыми не являются при рассмотрении этого взаимодействия, что отражает определяющую роль физических явлений по отношению к геометрическим свойствам пространства-времени [47, с. 295].

Наличие в каждой точке пространства, доступного для частицы, элементов материальных полей (индивидуальных точек, см. раздел 3) позволяет рассматривать волновую функцию как реальную физическую величину (хоть и не являющуюся наблюдаемой), характеризующую свойства множеств индивидуальных частиц, находящихся в одной точке пространства. Что касается противоречия между распылением волнового пакета и макроскопическим проявлением квантовой частицы в виде материальной точки, то оно устраняется фактом мгновенной локализации волновой функции при измерении координаты частицы. Оба механизма изменения волновой функции — эволюция Шредингера и редукция фон Неймана — описываются одним интегральным волновым уравнением (при условии, что все входящие в это уравнение физические величины не рассматриваются в качестве наблюдаемых).

Декларация о финансовых и других взаимоотношениях. Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках базовой части государственного задания ФГБОУ ВО «СамГТУ» (код проекта 1286). Все авторы принимали участие в разработке концепции статьи и в написании рукописи. Авторы несут полную ответственность за предоставление окончательной рукописи в печать. Окончательная версия рукописи была одобрена всеми авторами. Авторы не получали гонорар за статью.

ORCID

Алексей Юрьевич Самарин: <http://orcid.org/0000-0001-7640-3875>

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Einstein A., Podolsky B., Rosen N. Can quantum mechanics description of physical reality be considered complete? // *Physical Review*, 1935. vol.47, no.10. pp. 777–780. doi: [10.1103/physrev.47.777](https://doi.org/10.1103/physrev.47.777).
2. Bell J. S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox // *Physics*, 1964. vol. 1, no. 3. pp. 195–200; Bell J. S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox / *John S. Bell on the Foundations of Quantum Mechanics*; eds. M. Bell, K. Gottfried, M. Veltman. New Jersey: World Scientific Publ, 2001. pp. 7–12. doi: [10.1142/9789812386540_0002](https://doi.org/10.1142/9789812386540_0002).
3. Clouser J. F., Shimony A. Bell's theorem. Experimental tests and implications // *Reports on Progress in Physics*, 1978. vol. 41, no. 12. pp. 1881–1929. doi: [10.1088/0034-4885/41/12/002](https://doi.org/10.1088/0034-4885/41/12/002).
4. d'Espagnat B. The quantum theory and reality // *Scientific American*, 1979. vol. 241, no. 5. pp. 158–181. doi: [10.1038/scientificamerican1179-158](https://doi.org/10.1038/scientificamerican1179-158).
5. Clauser J. F., Hornen M. A., Shimony A., Holt R. A. Proposed experiment to test local hidden-variable theories // *Physical Review Letters*, 1969. vol. 23, no. 15. pp. 880–883. doi: [10.1103/PhysRevLett.23.880](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.880).
6. Clauser J. F., Freedman S. J. Test of local hidden-variable theories // *Physical Review Letters*, 1972. vol. 28, no. 14. pp. 938–941. doi: [10.1103/PhysRevLett.28.938](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.938).
7. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: a new violation of Bell's inequalities // *Physical Review Letters*, 1982. vol. 49, no. 2. pp. 91–94. doi: [10.1103/PhysRevLett.49.91](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.49.91).
8. Aspect A. Bell's inequality test: more ideal than ever // *Nature*, 1999. vol. 398, no. 6724. pp. 189–190. doi: [10.1038/18296](https://doi.org/10.1038/18296).
9. Eberhard P. H. Bell's theorem and the different concepts of locality // *Il Nuovo Cimento B*, 1978. vol. 46, no. 2. pp. 392–419. doi: [10.1007/BF02728628](https://doi.org/10.1007/BF02728628).
10. Ghirardi G. C., Rimini A., Weber T. A general argument against superluminal transmission through the quantum mechanical measurement process // *Lettere al Nuovo Cimento*, 1980. vol. 27, no. 10. pp. 293–298. doi: [10.1007/BF02817189](https://doi.org/10.1007/BF02817189).
11. Ghirardi G. C., Weber T. Quantum mechanics and faster-than-light communication: Methodological considerations // *Il Nuovo Cimento B*, 1983. vol. 78, no. 1. pp. 9–20. doi: [10.1007/BF02721378](https://doi.org/10.1007/BF02721378).
12. Maudlin T. What Bell did // *J. Phys. A: Math. Theor.*, 2014. vol. 47, no. 42, 424010. doi: [10.1088/1751-8113/47/42/424010](https://doi.org/10.1088/1751-8113/47/42/424010).
13. Werner R. F. Comment on 'What Bell did' // *J. Phys. A: Math. Theor.*, 2014. vol. 47, no. 42, 424011. doi: [10.1088/1751-8113/47/42/424011](https://doi.org/10.1088/1751-8113/47/42/424011).
14. Самарин А. Ю. Естественное пространство микрообъекта // *Вестн. Сам. гос. тех. ун-та. Сер. физ.-мат. науки*, 2011. № 3(24). С. 117–128. doi: [10.14498/vsgtu911](https://doi.org/10.14498/vsgtu911).
15. Самарин А. Ю. Пространственная локализация квантовой частицы // *Вестн. Сам. гос. тех. ун-та. Сер. физ.-мат. науки*, 2013. № 1(30). С. 387–397. doi: [10.14498/vsgtu1138](https://doi.org/10.14498/vsgtu1138).
16. Feynman R. P. Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics // *Rev. of Mod. Phys.*, 1948. vol. 20, no. 2. pp. 367–387. doi: [10.1103/RevModPhys.20.367](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.20.367).
17. Фейнман Р., Хибс А. *Квантовая механика и интегралы по траекториям*. М.: Мир, 1968.
18. Schrödinger E. Der stetige Übergang von der Mikro- zur Makromechanik // *Naturwissenschaften*, 1926. vol. 14, no. 28. pp. 664–666. doi: [10.1007/BF01507634](https://doi.org/10.1007/BF01507634); Schrödinger E. The continuous transition from micro- to macro mechanics / *Collected papers on wave mechanics*. New York: Chelsea Publishing Co., 1982. pp. 41–44, http://www.physics.drexel.edu/~bob/Quantum_Book/Schr_Coh.pdf.
19. Bell J. S. Against 'measurement' // *Physics World*, 1990. vol. 3, no. 8. pp. 33–41. doi: [10.1088/2058-7058/3/8/26](https://doi.org/10.1088/2058-7058/3/8/26).

20. Kennard E. H. Zur Quantenmechanik einfacher Bewegungstypen // *Zeitschrift für Physik*, 1927. vol. 44, no. 4–5. pp. 326–352. doi: [10.1007/bf01391200](https://doi.org/10.1007/bf01391200).
21. de Broglie L. *Einführung in die Wellenmechanik*. Leipzig: Akad. Verlag, 1929. iv+221 pp.
22. Седов Л. И. *Механика сплошной среды*. М.: Наука, 1970.
23. фон Нейман И. *Математические основы квантовой механики*. М.: Наука, 1964.
24. Ghirardi G C., Pearle P., Rimini A. Markov processes in Hilbert space and continuous spontaneous localization of systems of identical particles // *Physical Review A*, 1990. vol. 42, no. 1. pp. 78–90. doi: [10.1103/PhysRevA.42.78](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.42.78).
25. Bassi A., Ghirardi G C. Dynamical reduction models // *Physics Reports*, 2003. vol. 379, no. 5–6. pp. 257–426, arXiv: [quant-ph/0302164](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0302164). doi: [10.1016/S0370-1573\(03\)00103-0](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(03)00103-0).
26. Bassi A. Dynamical reduction models: present status and future developments // *Journal of Physics: Conference Series*, 2007. vol. 67, 012013, arXiv: [quant-ph/0701014](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0701014). doi: [10.1088/1742-6596/67/1/012013](https://doi.org/10.1088/1742-6596/67/1/012013).
27. Кац М. *Вероятность и смежные вопросы в физике*. М.: Мир, 1965.
28. Зинн–Жюстен Ж. *Континуальный интеграл в квантовой механике*. М.: Физматлит, 2006.
29. Samarina A. Yu. Quantum particle motion in physical space // *Advanced Studies in Theoretical Physics*, 2014. vol. 8, no. 1. pp. 27–34, arXiv: [1407.3559](https://arxiv.org/abs/1407.3559) [quant-ph]. doi: [10.12988/astp.2014.311136](https://doi.org/10.12988/astp.2014.311136).
30. Мелешко Н. В., Самарин А. Ю. Специфика перехода к мнимому времени в интеграле по траекториям при описании коллапса волновой функции // *Вестн. Сам. гос. тех. ун-та. Сер. физ.-мат. науки*, 2014. № 4(37). С. 170–177. doi: [10.14498/vsgtu1352](https://doi.org/10.14498/vsgtu1352).
31. Zurek W. H. Decoherence and the Transition from Quantum to Classical // *Physics Today*, 1991. vol. 44, no. 10. pp. 36–44, arXiv: [quant-ph/0306072](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0306072). doi: [10.1063/1.881293](https://doi.org/10.1063/1.881293).
32. Zurek W. H. Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical // *Reviews of Modern Physics*, 2003. vol. 75, no. 3. pp. 715–775, arXiv: [quant-ph/0105127](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0105127). doi: [10.1103/revmodphys.75.715](https://doi.org/10.1103/revmodphys.75.715).
33. Schlosshauer M. Decoherence, the measurement problem, and interpretations of quantum mechanics // *Reviews of Modern Physics*, 2004. vol. 76, no. 4. pp. 1267–1305, arXiv: [quant-ph/0312059](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0312059). doi: [10.1103/RevModPhys.76.1267](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.1267).
34. Peres A., Terno D. Quantum information and relativity theory // *Reviews of Modern Physics*, 2004. vol. 76, no. 1. pp. 93–123, arXiv: [quant-ph/0212023](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0212023). doi: [10.1103/RevModPhys.76.93](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.93).
35. Gisin N. Stochastic quantum dynamics and relativity // *Helvetica Physica Acta*, 1989. vol. 62, no. 4. pp. 363–371, <http://www.unige.ch/gap/quantum/publications:bib:gisin1989>.
36. Peres A. How the no-cloning theorem got its name // *Fortschritte der Physik*, 2003. vol. 51, no. 45. pp. 458–461, arXiv: [quant-ph/0205076](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0205076). doi: [10.1002/prop.200310062](https://doi.org/10.1002/prop.200310062).
37. Herbert N. FLASH—A superluminal communicator based upon a new kind of quantum measurement // *Foundations of Physics*, 1982. vol. 12, no. 12. pp. 1171–1179. doi: [10.1007/bf00729622](https://doi.org/10.1007/bf00729622).
38. Wootters W. K., Zurek W. H. A single quantum cannot be cloned // *Nature*, 1982. vol. 299, no. 5886. pp. 802–803. doi: [10.1038/299802a0](https://doi.org/10.1038/299802a0).
39. Dieks D. Communication by EPR devices // *Physics Letters A*, 1982. vol. 92, no. 6. pp. 271–272. doi: [10.1016/0375-9601\(82\)90084-6](https://doi.org/10.1016/0375-9601(82)90084-6).
40. Barnum H., Caves C. M., Fuchs C. A., Jozsa R., Schumacher B. Noncommuting mixed states cannot be broadcast // *Physical Review Letters*, 1996. vol. 76, no. 15. pp. 2818–2821, arXiv: [quant-ph/9511010](https://arxiv.org/abs/quant-ph/9511010). doi: [10.1103/physrevlett.76.2818](https://doi.org/10.1103/physrevlett.76.2818).
41. Peres A. Information and Thermodynamics / *Quantum Theory: Concepts and Methods / Fundamental Theories of Physics*, 57. New York: Kluwer Academic Publ., 2002. pp. 260–297. doi: [10.1007/0-306-47120-5_9](https://doi.org/10.1007/0-306-47120-5_9).
42. Brune M., Hagley E., Dreyer J., Maître X., Maali A., Wunderlich C., Raimond J. M., Haroche S. Observing the progressive decoherence of the “meter” in a quantum measurement // *Physical Review Letters*, 1996. vol. 77, no. 24. pp. 4887–4890. doi: [10.1103/PhysRevLett.77.4887](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4887).

43. Самарин А. Ю. Механизм возникновения стохастичности в квантовой механике // *Вестн. Сам. гос. тех. ун-та. Сер. физ.-мат. науки*, 2012. №4(29). С. 188–198. doi: [10.14498/vsgtu1122](https://doi.org/10.14498/vsgtu1122).
44. von Klitzing K., Dorda G., Pepper M. New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance // *Physical Review Letters*, 1980. vol. 45, no. 6. pp. 494–498. doi: [10.1103/PhysRevLett.45.494](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.494).
45. von Klitzing K. The Quantized Hall Effect / *Nobel Lectures in Physics 1981–1990*. Singapore: World Scientific Publishing Co., 1993. pp. 316–346, http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1985/klitzing-lecture.pdf.
46. Emelyanov S. A. Quantum mechanics vs relativity: an experimental test of the structure of spacetime // *Physica Scripta*, 2012. vol. T151, 014012, arXiv: [0901.0088](https://arxiv.org/abs/0901.0088) [physics.gen-ph]. doi: [10.1088/0031-8949/2012/t151/014012](https://doi.org/10.1088/0031-8949/2012/t151/014012).
47. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Теория поля* / Теоретическая физика. Т. 2. М.: Наука, 1988.

Поступила в редакцию 14/III/2016;
в окончательном варианте — 22/VIII/2016;
принята в печать — 09/IX/2016.

Vestn. Samar. Gos. Techn. Un-ta. Ser. Fiz.-mat. nauki
[J. Samara State Tech. Univ., Ser. Phys. & Math. Sci.], 2016, vol. 20, no. 3, pp. 423–456

ISSN: 2310-7081 (online), 1991-8615 (print) doi: <http://dx.doi.org/10.14498/vsgtu1484>

MSC: 81S40, 58D30

NONLOCAL TRANSFORMATION OF THE INTERNAL QUANTUM PARTICLE STRUCTURE

A. Yu. Samarin

Samara State Technical University,
244, Molodogvardeyskaya st., Samara, 443100, Russian Federation.

Abstract

The analysis of the integral wave equation, having path integral kernel, has resulted, that collapse phenomenon is based on the nonlocal transformation of the internal structure of a quantum particle, considering in the form of the matter fields collection. This nonlocality allows to escape the contradiction between the reduction quantum mechanics postulate and special relativity. It is shown, that the wave function transformation, corresponding to von Neumann's reduction, has the deterministic nature and the quantum mechanics stochasticity is a consequence of a macroscopic measurer presence in the measuring process. Besides it is demonstrated, that the decogerence phenomenon has the same mechanism of the wave function transformation.

© 2016 Samara State Technical University.

Please cite this article in press as:

Samarin A. Yu. Nonlocal transformation of the internal quantum particle structure, *Vestn. Samar. Gos. Tekhn. Univ., Ser. Fiz.-Mat. Nauki* [J. Samara State Tech. Univ., Ser. Phys. & Math. Sci.], 2016, vol. 20, no. 3, pp. 423–456. doi: [10.14498/vsgtu1484](https://doi.org/10.14498/vsgtu1484). (In Russian)

Author Details:

Alexey Yu. Samarin (Cand. Phys. & Math. Sci.; samarinay@yahoo.com), Associate Professor, Dept. of General Physics and Physics of Oil and Gas Production.

EPR-type experiment is described in detail and the possibility of the faster-than light communication is proved, as well the possible rules of thumb of this communication are proposed.

Keywords: path integral, wave function collapse, quantum entanglement, EPR paradox, measurement theory, decoherence, faster-than-light communication.

Declaration of Financial and Other Relationships. This work was supported by the Russian Ministry of Education and Science within the base portion of the state task to Samara State Technical University (project no. 1286). The author is absolutely responsible for submitting the final manuscript in print. The author has approved the final version of manuscript. The author has not received any fee for the article.

ORCID

Alexey Yu. Samarin: <http://orcid.org/0000-0001-7640-3875>

REFERENCES

1. Einstein A., Podolsky B., Rosen N. Can quantum mechanics description of physical reality be considered complete?, *Physical Review*, 1935, vol. 47, no. 10, pp. 777–780. doi: [10.1103/physrev.47.777](https://doi.org/10.1103/physrev.47.777).
2. Bell J. S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox, *Physics*, 1964, vol. 1, no. 3, pp. 195–200; Bell J. S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox, *John S. Bell on the Foundations of Quantum Mechanics*; eds. M. Bell, K. Gottfried, M. Veltman. New Jersey, World Scientific Publ, 2001, pp. 7–12. doi: [10.1142/9789812386540_0002](https://doi.org/10.1142/9789812386540_0002).
3. Clouser J. F., Shimony A. Bell's theorem. Experimental tests and implications, *Reports on Progress in Physics*, 1978, vol. 41, no. 12, pp. 1881–1929. doi: [10.1088/0034-4885/41/12/002](https://doi.org/10.1088/0034-4885/41/12/002).
4. d'Espagnat B. The quantum theory and reality, *Scientific American*, 1979, vol. 241, no. 5, pp. 158–181. doi: [10.1038/scientificamerican1179-158](https://doi.org/10.1038/scientificamerican1179-158).
5. Clauser J. F., Hornen M. A., Shimony A., Holt R. A. Proposed experiment to test local hidden-variable theories, *Physical Review Letters*, 1969, vol. 23, no. 15, pp. 880–883. doi: [10.1103/PhysRevLett.23.880](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.880).
6. Clauser J. F., Freedman S. J. Test of local hidden-variable theories, *Physical Review Letters*, 1972, vol. 28, no. 14, pp. 938–941. doi: [10.1103/PhysRevLett.28.938](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.938).
7. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: a new violation of Bell's inequalities, *Physical Review Letters*, 1982, vol. 49, no. 2, pp. 91–94. doi: [10.1103/PhysRevLett.49.91](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.49.91).
8. Aspect A. Bell's inequality test: more ideal than ever, *Nature*, 1999, vol. 398, no. 6724, pp. 189–190. doi: [10.1038/18296](https://doi.org/10.1038/18296).
9. Eberhard P. H. Bell's theorem and the different concepts of locality, *Il Nuovo Cimento B*, 1978, vol. 46, no. 2, pp. 392–419. doi: [10.1007/BF02728628](https://doi.org/10.1007/BF02728628).
10. Ghirardi G. C., Rimini A., Weber T. A general argument against superluminal transmission through the quantum mechanical measurement process, *Lettere al Nuovo Cimento*, 1980, vol. 27, no. 10, pp. 293–298. doi: [10.1007/BF02817189](https://doi.org/10.1007/BF02817189).
11. Ghirardi G. C., Weber T. Quantum mechanics and faster-than-light communication: Methodological considerations, *Il Nuovo Cimento B*, 1983, vol. 78, no. 1, pp. 9–20. doi: [10.1007/BF02721378](https://doi.org/10.1007/BF02721378).
12. Maudlin T. What Bell did, *J. Phys. A: Math. Theor.*, 2014, vol. 47, no. 42, 424010. doi: [10.1088/1751-8113/47/42/424010](https://doi.org/10.1088/1751-8113/47/42/424010).
13. Werner R. F. Comment on 'What Bell did', *J. Phys. A: Math. Theor.*, 2014, vol. 47, no. 42, 424011. doi: [10.1088/1751-8113/47/42/424011](https://doi.org/10.1088/1751-8113/47/42/424011).
14. Samarin A. Yu. Natural space of the micro-object, *Vestn. Samar. Gos. Tekhn. Univ. Ser. Fiz.-Mat. Nauki* [J. Samara State Tech. Univ., Ser. Phys. & Math. Sci.], 2011, no. 3(24), pp. 117–128 (In Russian). doi: [10.14498/vsgtu911](https://doi.org/10.14498/vsgtu911).

15. Samarin A. Yu. Space localization of the quantum particle, *Vestn. Samar. Gos. Tekhn. Univ. Ser. Fiz.-Mat. Nauki* [J. Samara State Tech. Univ., Ser. Phys. & Math. Sci.], 2013, no. 1(30), pp. 387–397 (In Russian). doi: [10.14498/vsgtu1138](https://doi.org/10.14498/vsgtu1138).
16. Feynman R. P. Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics, *Rev. of Mod. Phys.*, 1948, vol. 20, no. 2, pp. 367–387. doi: [10.1103/RevModPhys.20.367](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.20.367).
17. Feynman R. P., Hibbs A. R. *Quantum Mechanics and Path Integrals*, International Earth & Planetary Sciences. New York, McGraw-Hill Co..
18. Schrödinger E. Der stetige Übergang von der Mikro- zur Makromechanik, *Naturwissenschaften*, 1926, vol. 14, no. 28, pp. 664–666. doi: [10.1007/BF01507634](https://doi.org/10.1007/BF01507634); Schrödinger E. The continuous transition from micro- to macro mechanics, *Collected papers on wave mechanics*. New York, Chelsea Publishing Co., 1982, pp. 41–44, http://www.physics.drexel.edu/~bob/Quantum_Book/Schr_Coh.pdf.
19. Bell J. S. Against ‘measurement’, *Physics World*, 1990, vol. 3, no. 8, pp. 33–41. doi: [10.1088/2058-7058/3/8/26](https://doi.org/10.1088/2058-7058/3/8/26).
20. Kennard E. H. Zur Quantenmechanik einfacher Bewegungstypen, *Zeitschrift für Physik*, 1927, vol. 44, no. 4–5, pp. 326–352. doi: [10.1007/bf01391200](https://doi.org/10.1007/bf01391200).
21. de Broglie L. *Einführung in die Wellenmechanik*. Leipzig, Akad. Verlag, 1929, iv+221 pp.
22. Sedov L. I. *Mekhanika sploshnoi sredy* [Continuum mechanics]. Moscow, Nauka, 1970 (In Russian).
23. von Neumann J. *Mathematical foundations of quantum mechanics*, Investigations in Physics, vol. 2. Princeton, Princeton University Press, 1955, xii+445 pp.
24. Ghirardi G C., Pearle P., Rimini A. Markov processes in Hilbert space and continuous spontaneous localization of systems of identical particles, *Physical Review A*, 1990, vol. 42, no. 1, pp. 78–90. doi: [10.1103/PhysRevA.42.78](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.42.78).
25. Bassi A., Ghirardi G C. Dynamical reduction models, *Physics Reports*, 2003, vol. 379, no. 5–6, pp. 257–426, arXiv: [quant-ph/0302164](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0302164). doi: [10.1016/S0370-1573\(03\)00103-0](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(03)00103-0).
26. Bassi A. Dynamical reduction models: present status and future developments, *Journal of Physics: Conference Series*, 2007, vol. 67, 012013, arXiv: [quant-ph/0701014](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0701014). doi: [10.1088/1742-6596/67/1/012013](https://doi.org/10.1088/1742-6596/67/1/012013).
27. Kac M. *Probability and related topics in physical sciences*, Lectures in Applied Mathematics, vol. I. London, New York, Interscience Publ., 1959, xiii+266 pp.
28. Zinn Justin J. *Path Integrals in Quantum Mechanics*. Oxford, Oxford University Press, 2004, xiv+320 pp.. doi: [10.1093/acprof:oso/9780198566748.001.0001](https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198566748.001.0001).
29. Samarin A. Yu. Quantum particle motion in physical space, *Advanced Studies in Theoretical Physics*, 2014, vol. 8, no. 1, pp. 27–34, arXiv: [1407.3559](https://arxiv.org/abs/1407.3559) [quant-ph]. doi: [10.12988/astp.2014.311136](https://doi.org/10.12988/astp.2014.311136).
30. Meleshko N. V., Samarin A. Yu. Complex time transformation peculiarities for wave function collapse description using quantum path integrals, *Vestn. Samar. Gos. Tekhn. Univ. Ser. Fiz.-Mat. Nauki* [J. Samara State Tech. Univ., Ser. Phys. & Math. Sci.], 2014, no. 4(37), pp. 170–177 (In Russian). doi: [10.14498/vsgtu1352](https://doi.org/10.14498/vsgtu1352).
31. Zurek W. H. Decoherence and the Transition from Quantum to Classical, *Physics Today*, 1991, vol. 44, no. 10, pp. 36–44, arXiv: [quant-ph/0306072](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0306072). doi: [10.1063/1.881293](https://doi.org/10.1063/1.881293).
32. Zurek W. H. Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical, *Reviews of Modern Physics*, 2003, vol. 75, no. 3, pp. 715–775, arXiv: [quant-ph/0105127](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0105127). doi: [10.1103/revmodphys.75.715](https://doi.org/10.1103/revmodphys.75.715).
33. Schlosshauer M. Decoherence, the measurement problem, and interpretations of quantum mechanics, *Reviews of Modern Physics*, 2004, vol. 76, no. 4, pp. 1267–1305, arXiv: [quant-ph/0312059](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0312059). doi: [10.1103/RevModPhys.76.1267](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.1267).
34. Peres A., Terno D. Quantum information and relativity theory, *Reviews of Modern Physics*, 2004, vol. 76, no. 1, pp. 93–123, arXiv: [quant-ph/0212023](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0212023). doi: [10.1103/RevModPhys.76.93](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.93).
35. Gisin N. Stochastic quantum dynamics and relativity, *Helvetica Physica Acta*, 1989, vol. 62, no. 4, pp. 363–371, <http://www.unige.ch/gap/quantum/publications:bib:gisin1989>.

36. Peres A. How the no-cloning theorem got its name, *Fortschritte der Physik*, 2003, vol. 51, no. 45, pp. 458–461, arXiv: [quant-ph/0205076](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0205076). doi: [10.1002/prop.200310062](https://doi.org/10.1002/prop.200310062).
37. Herbert N. FLASH—A superluminal communicator based upon a new kind of quantum measurement, *Foundations of Physics*, 1982, vol. 12, no. 12, pp. 1171–1179. doi: [10.1007/bf00729622](https://doi.org/10.1007/bf00729622).
38. Wootters W. K., Zurek W. H. A single quantum cannot be cloned, *Nature*, 1982, vol. 299, no. 5886, pp. 802–803. doi: [10.1038/299802a0](https://doi.org/10.1038/299802a0).
39. Dieks D. Communication by EPR devices, *Physics Letters A*, 1982, vol. 92, no. 6, pp. 271–272. doi: [10.1016/0375-9601\(82\)90084-6](https://doi.org/10.1016/0375-9601(82)90084-6).
40. Barnum H., Caves C. M., Fuchs C. A., Jozsa R., Schumacher B. Noncommuting mixed states cannot be broadcast, *Physical Review Letters*, 1996, vol. 76, no. 15, pp. 2818–2821, arXiv: [quant-ph/9511010](https://arxiv.org/abs/quant-ph/9511010). doi: [10.1103/physrevlett.76.2818](https://doi.org/10.1103/physrevlett.76.2818).
41. Peres A. Information and Thermodynamics, *Quantum Theory: Concepts and Methods*, Fundamental Theories of Physics, 57. New York, Kluwer Academic Publ., 2002, pp. 260–297. doi: [10.1007/0-306-47120-5_9](https://doi.org/10.1007/0-306-47120-5_9).
42. Brune M., Hagley E., Dreyer J., Maître X., Maali A., Wunderlich C., Raimond J. M., Haroche S. Observing the progressive decoherence of the “meter” in a quantum measurement, *Physical Review Letters*, 1996, vol. 77, no. 24, pp. 4887–4890. doi: [10.1103/PhysRevLett.77.4887](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4887).
43. Samarин А. Ю. The mechanism of the appearance of stochasticity in quantum mechanics, *Vestn. Samar. Gos. Tekhn. Univ. Ser. Fiz.-Mat. Nauki* [J. Samara State Tech. Univ., Ser. Phys. & Math. Sci.], 2012, no. 4(29), pp. 188–198 (In Russian). doi: [10.14498/vsgtu1122](https://doi.org/10.14498/vsgtu1122).
44. von Klitzing K., Dorda G., Pepper M. New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance, *Physical Review Letters*, 1980, vol. 45, no. 6, pp. 494–498. doi: [10.1103/PhysRevLett.45.494](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.494).
45. von Klitzing K. The Quantized Hall Effect, *Nobel Lectures in Physics 1981–1990*. Singapore, World Scientific Publishing Co., 1993, pp. 316–346, http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1985/klitzing-lecture.pdf.
46. Emelyanov S. A. Quantum mechanics vs relativity: an experimental test of the structure of spacetime, *Physica Scripta*, 2012, vol. T151, 014012, arXiv: [0901.0088](https://arxiv.org/abs/0901.0088) [physics.gen-ph]. doi: [10.1088/0031-8949/2012/t151/014012](https://doi.org/10.1088/0031-8949/2012/t151/014012).
47. Landau L. D., Lifshits E. M. *Teoriia polia* [Field theory], *Teoreticheskaia fizika* [Theoretical physics], vol. 2. Moscow, Nauka, 1988 (In Russian).

Received 14/III/2016;
received in revised form 22/VIII/2016;
accepted 09/IX/2016.