

зультатов. Работа выполнена в рамках программы «Университеты России».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Peccei R. D., Quinn H. R.//Phys. Rev. Lett. 1977. 38, N 25. P. 1140.
2. Weinberg S.//Phys. Rev. Lett. 1978. 40, N 4. P. 223; Wilczek F.//Ibid. 40, N 5. P. 279.
3. Particle Data Group: Montanet L. et al.//Phys. Rev. 1994. D50, N 3. Part I. P. 1173.
4. Raiffelt G. G.//Phys. Rep. 1990. 198, N 1—2. P. 1.
5. Липунов В. М. Астрофизика нейтронных звезд. М., 1987.
6. Аверин А. В., Борисов А. В., Жуковский В. Ч., Эльсаббах А. А. Препринт физ. ф-та МГУ. 1993, № 3/1993.
7. Борисов А. В., Жуковский В. Ч.//Ядерная физика. 1995. 58, № 7. С. 1298.
8. Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Квантовая электродинамика. М., 1983.
9. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983.
10. Жуковский В. Ч., Эминов П. А.//Изв. вузов, Физика. 1980. 23, № 8. С. 47.
11. Ритус В. И.//Тр. ФИАН. М., 1979. Т. 111. С. 5.
12. Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Квантовые процессы в сильном внешнем поле. М., 1989.
13. Борисов А. В., Гришина В. Ю.//ЖЭТФ. 1994. 106, № 6(12). С. 1553.
14. Жуковский В. Ч., Херрманн И.//Ядерная физика. 1971. 14, № 1. С. 150.

Поступила в редакцию  
06.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 530.145

#### ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ В КВАНТОВОЙ СИСТЕМЕ С ПАМЯТЬЮ

Д. А. Славнов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

В рамках квантовой модели с памятью устанавливается связь волновой функции квантового объекта с информацией, хранящейся в его памяти. На основании этого выявляются две причины (объективная и субъективная) возникновения коллапса волновой функции. Выводы проиллюстрированы анализом парадокса Эйнштейна—Подольского—Розена.

В недавно опубликованном цикле работ [1—3] автором была предложена так называемая модель с памятью. Основная идея этой модели заключалась в предположении о немарковости процесса взаимодействия квантового объекта с измерительным прибором. Под этим подразумевалось, что результат измерения зависит не только от состояния квантового объекта в момент взаимодействия, но и от всей его предыстории.

Сведения о предыстории хранятся в памяти, которая имеет много уровней: одночастичный, двух-, трехчастичный и т. д. В квантовых объектах имеются нелокальные носители памяти и точечные носители корпускулярных свойств. В статьях [1, 2] в качестве первых рассматривались поля колебаний вакуума, а в качестве вторых — точки сингулярностей этих полей, в статье [3] — соответственно «морские квантовые партоны» и «валентные квантовые партоны». Для целей настоящей статьи эти детали несущественны. Поэтому будем просто считать, что в состав квантовых объектов входят волновые поля, в структуре которых зашифрованы сведения об истории объекта, и имеются локальные ядра — носители корпускулярных свойств.

В статьях [1—3] вероятностный характер предсказаний квантовой механики связывался с тем, что в памяти хранятся сведения не о всей истории квантового объекта. В настоящей статье это предположение будет развито и несколько уточнено. Дело в том, что наши предсказания могут основываться не на всей информации, которая хранится в памяти, а только на выявленной, т. е. переведенной в форму, доступную для наших органов чувств. Процесс выявления обычно сопровождается некоторым воздействием на квантовый объект, что в общем случае приводит к изменению структуры его волнового поля и, следовательно, к изменению хранящейся в нем информации. В связи с этим каждая следующая порция «выявленной информации» будет определяться новой волновой структурой. Поэтому существует некоторая «максимальная одновременно выявляемая информация» (МОВИ), которая соответствует определенной структуре волнового поля. При этом, строго говоря, одновременность здесь не особенно существенна. Важно, чтобы после извлечения некоторой части информации, включенной в МОВИ, структура волнового поля не искажалась настолько, что другая часть МОВИ переставала бы ей соответствовать.

В статьях [1—3] квантовомеханическая волновая функция была фактически отождествлена с волновым полем квантового объекта. Учитывая, что в действительности мы оперируем только выявленной информацией, более естественно связать волновую функцию с МОВИ. Тем более что одной и той же структуре волнового поля соответствует множество различных МОВИ, аналогично тому, как одному состоянию квантовомеханической системы соответствует множество различных волновых функций (в разных представлениях).

Связь МОВИ с волновой функцией реализуем следующим образом. Рассмотрим все одинаковые изолированные от внешнего квантового воздействия объекты, у которых из памяти можно извлечь определенную МОВИ. Эти объекты образуют некоторый ансамбль. Отождествив его с чистым квантовомеханическим ансамблем. Будем считать, что последний характеризуется единой волновой функцией. Иными словами, волновая функция описывает некоторую общую часть информации, хранящейся в структуре волновых полей квантовых объектов, составляющих чистый ансамбль.

В споре между сторонниками «ортодоксального» и «ансамблевого» подхода в квантовой механике [4] о том, относится ли волновая функция к отдельному квантовому объекту или только к ансамблю таких объектов, в данном случае мы станем на сторону ансамблевого подхода. Вместе с тем делаем уступку ортодоксальному подходу, считая, что структура волнового поля и полная информация, зашифрованная в ней, относятся к индивидуальному квантовому объекту.

Определенный нами чистый ансамбль содержит бесконечное число квантовых объектов и поэтому физически нереализуем. Чтобы избавиться от этого противоречия, примем гипотезу о том, что любая достаточно большая случайная выборка из чистого ансамбля является хорошей (в статистическом смысле) его моделью и ей может быть сопоставлена та же волновая функция.

Принятая нами связь волновой функции со структурой волнового поля квантового объекта позволяет по-новому подойти к проблеме коллапса волновой функции. Он может быть вызван двумя совершенно разными причинами: объективной и субъективной. Первая срabатывает тогда, когда квантовый объект подвергается физическому воздействию, изменяющему его волновое поле. В частности, это происходит в измерительном приборе в процессе «прямого» измерения, как

описано в статье [1]. В данном случае изменение волновой функции не описывается квантовомеханическим уравнением эволюции.

Вторая причина вступает в игру тогда, когда для одного и того же квантового объекта мы выбираем тот или иной допустимый вариант МОВИ без какого-либо физического воздействия на описываемый объект. Такой выбор может быть связан с некоторым «косвенным» измерением, речь о котором пойдет дальше. В этом случае меняется не структура волнового поля квантового объекта и внутренняя информация, зашифрованная в ней, а та ее часть, которая извлекается. Ясно, что при этом волновая функция также меняется вне какого-либо уравнения эволюции, так как такое изменение определяется субъективным выбором одного из допустимых вариантов МОВИ.

В предлагаемой модели предполагается, что материальным носителем МОВИ является волновое поле квантового объекта. Поэтому естественно считать, что волновая функция, соответствующая МОВИ, локализована в той же области пространства, что и волновое поле. Однако это вовсе не означает, что для получения МОВИ и волновой функции необходимо производить измерения обязательно в области локализации волнового поля.

Тривиальный пример таков. Пусть в момент времени  $t=0$  волновое поле квантового объекта сосредоточено в области  $O$ . Тогда, производя соответствующие измерения в данной области и зная динамику объекта, можно предсказать значение его волновой функции во всем световом конусе будущей области  $O$ .

В качестве менее тривиального примера рассмотрим предложенную Бомом [5] для демонстрации парадокса Эйнштейна—Подольского—Розена [6] систему, состоящую из двух частиц со спином  $1/2$  ( $S(1)=S(2)=1/2$ ). Пусть в момент времени  $t=0$  система локализована в области  $O$ . Затем она распадается на две изолированные подсистемы, каждая из которых имеет спин  $1/2$ . Причем в момент времени  $t=t_0>0$  одна из них локализована в области  $O_1$ , а другая — в области  $O_2$ . Пусть эти области пространственноподобны друг другу. Конечно, они обе лежат в световом конусе будущего области  $O$ .

Для рассматриваемой системы один из допустимых вариантов МОВИ состоит из значений суммарного спина  $S(1,2)$  и суммарной проекции спина  $S_z(1,2)$ . Для получения этой информации мы можем воспользоваться измерительным прибором, в зону действия которого в момент времени  $t=0$  попадает область  $O$ . Знание значений  $S(1,2)$  и  $S_z(1,2)$  позволит нам утверждать, что данная квантовая система принадлежит чистому ансамблю, описываемому волновой функцией  $\chi_{S(1,2), S_z(1,2)}(\sigma_1, \sigma_2)$ , где  $\sigma_1, \sigma_2$  — две спиновые переменные, а  $\chi$  — соответствующий спинор.

Ту же самую информацию можно получить, производя измерения в момент времени  $t=t_0$ , но тогда нужно, чтобы в зону действия прибора или системы приборов попали области  $O_1$  и  $O_2$ . Полученный таким образом результат обуславливается тем, что совместное волновое поле обеих частиц имеет некоторую определенную структуру, которая выступает в роли носителя двухчастичной памяти. Информация, хранящаяся в ней, дает нам некоторые сведения о предьстории каждой из двух частиц. Именно: она говорит о том, что они возникли в результате распада сложной системы с суммарными спином  $S(1,2)$  и проекцией спина  $S_z(1,2)$ .

Таких сведений недостаточно, чтобы отнести, например, первую частицу к какому-нибудь чистому ансамблю. Это связано с тем, что конкретный вариант распада сложной системы на две независимые ча-

сти зависит не только от значения МОВИ для данной системы, но и от всей ее предыстории. Знание МОВИ позволяет предсказать только вероятность того или иного варианта распада. Поэтому на основании двухчастичной МОВИ можно указать лишь смешанный ансамбль, членом которого является получившаяся в результате распада первая частица.

Однако поскольку общая предыстория определяет поведение после распада как первой, так и второй частицы, то оказывается, что пробел в знании этой предыстории можно хотя бы частично восполнить последующими измерениями, проводимыми как над первой, так и над второй частицей. Особенно существенно то, что, производя измерения, например, над второй частицей и получив сведения об ее предыстории (периоде до распада сложной системы), мы тем самым получаем сведения и о предыстории первой частицы, поскольку до распада предыстория у них была общая. Полученных таким образом сведений может оказаться достаточно, чтобы определить МОВИ для первой частицы, не производя над ней непосредственного измерения. Такой способ получения информации естественно назвать косвенным измерением.

Так, в рассматриваемом нами конкретном примере мы можем измерить в области  $O_2$  проекцию спина  $S_z(2)$  второй частицы и, воспользовавшись законом сохранения, определить проекцию спина первой частицы:

$$S_z(1) = S_z(1, 2) - S_z(2).$$

С помощью такого трюка, являющегося основной процедурой, приводящей к парадоксу Эйнштейна—Подольского—Розена, нам удастся получить МОВИ для первой частицы ( $S(1), S_z(1)$ ), находящейся в области  $O_1$ , с помощью измерения в области  $O_2$ , пространственноподобной области  $O_1$ . На первый взгляд это выглядит как установление сверхсветовой связи между областями  $O_1$  и  $O_2$ . В действительности это, конечно, не так. Просто, образно говоря, информация, в отличие от сигнала, может распространяться не только в прямом направлении по времени, но и в обратном. Действительно, часто не только по причине можно определить следствие, но и наоборот — по следствию можно установить причину.

В этом смысле ход получения информации таков: от области  $O_2$  движемся вспять по времени к области  $O$ , затем от области  $O$  в прямом направлении по времени — к области  $O_1$ . На первом этапе по следствию (значению  $S_z(2)$ ) устанавливается причина — факт предыстории, заключающийся в том, что сложная система распалась на две частицы определенным образом. На втором этапе по этой причине определяется следствие для первой частицы.

Значительный интерес представляет такой частный случай разбираемого эксперимента. Пусть сложная система находится в синглетном состоянии:

$$S(1, 2) = 0.$$

Тогда

$$S_x(1, 2) = S_y(1, 2) = S_z(1, 2) = 0.$$

Рассмотрим два варианта последующих измерений. В первом варианте измерим в области  $O_2$  проекцию  $S_z(2)$ . С помощью этого измерения установим для первой частицы величину проекции

$$S_z(1) = -S_z(2).$$

Используя обычные рассуждения стандартной квантовой механики, сделаем вывод, что частица, локализованная в области  $O_1$ , находится в состоянии, описываемом волновой функцией  $\chi_{S_z(1)=1/2, -S_x(2)}(\sigma_1)$ . Во втором варианте измерим в области  $O_2$  проекцию  $S_x(2)$ . Повторяя предыдущие рассуждения, получим, что частица, локализованная в области  $O_1$ , находится в состоянии с волновой функцией  $\chi_{S_z(1)=1/2, -S_x(2)}(\sigma_1)$ .

Таким образом, проводя некоторые манипуляции в области  $O_2$ , мы как бы воздействуем на частицу, находящуюся в области  $O_1$ , «загоняя» ее в состояние либо с определенной проекцией  $S_z(1)$ , либо с определенной проекцией  $S_x(1)$ .

В действительности для первой частицы «физическое состояние», если подразумевать под этим термином структуру волнового поля, локализованного в области  $O_1$ , никак не меняется от наших манипуляций в области  $O_2$ . Просто, производя различного рода измерения в области  $O_2$ , мы косвенным образом получаем различные варианты МОВИ для первой частицы. Конечно, в каждом конкретном случае мы можем получить только один вариант. На основании установленной МОВИ мы относим первую частицу к тому или иному чистому ансамблю и характеризуем соответствующей волновой функцией: либо  $\chi_{S_z(1)=1/2, -S_x(2)}(\sigma_1)$ , либо  $\chi_{S_z(1)=1/2, -S_x(2)}(\sigma_1)$ .

Выбор варианта МОВИ находится в наших руках. Поэтому в данном случае мы имеем дело с редукцией волновой функции, вызванной субъективной причиной.

Обсудим еще один интересный вариант измерения. В области  $O_2$  измерим проекцию  $S_x(2)$ , а в области  $O_1$  — проекцию  $S_z(1)$ . Проведя эти измерения, мы одновременно получим для первой частицы информацию как о проекции  $S_z(1)$ , так и о проекции  $S_x(1)$ , равной  $-S_x(2)$ . Эта информация превышает ту, которая содержится в волновой функции. Поэтому формально утверждение, что каждой волновой функции соответствует определенный вариант МОВИ и наоборот, неверно. Однако противоречие снимается, если принять во внимание сделанное пояснение о том, что для МОВИ в действительности существенна не возможность одновременно получить всю информацию, а то, что выявление одной порции МОВИ не препятствует извлечению другой порции МОВИ. Поэтому вместо используемого в статье термина «максимальная одновременно выявляемая информация», возможно, более последовательно было бы принять термин «максимальная информация, которая без искажения может быть выявлена повторно».

В рассматриваемом нами примере *после* измерения  $S_z(1)$  структура волнового поля первой частицы меняется так, что ей перестает соответствовать информация, которая содержится в значении  $S_x(1)$ . При этом совершенно несущественно, получаем мы субъективно информацию о  $S_z(1)$  одновременно, до или после информации о  $S_x(1)$ . Хотя области  $O_1$  и  $O_2$  считались одновременными, ничто не мешает нам каждую из них несколько сдвинуть по времени в ту или иную сторону.

Обратим внимание на неравноправность прямого и обратного направления по времени, которое проявляется в рассматриваемом эксперименте. Получив указанным способом значения  $S_z(1)$  и  $S_x(1)$  для первой частицы, мы вправе утверждать, что в промежуток времени от распада сложной системы до взаимодействия первой частицы с прибором, измеряющим  $S_z(1)$ , структура волнового поля этой частицы была такова, что эту частицу можно отнести либо к ансамблю с фиксированным значением  $S_z(1)$ , либо к ансамблю с фиксированным значением  $S_x(1)$ , т. е. она является общим элементом этих двух ансамб-

лей. О структуре волнового поля после измерения  $S_z(1)$  мы в состоянии только утверждать, что она соответствует определенному значению  $S_z(1)$ , а о  $S_x(1)$  допустимо делать только вероятностные предсказания. Таким образом, о прошлом (до момента измерения  $S_z(1)$ ) можно сказать больше, чем о будущем.

На первый взгляд можно прийти к противоречию, если выделить из множества квантовых объектов те, для которых описанным выше способом получены определенные значения  $S_z(1)$  и  $S_x(1) = -S_x(2)$ . Формально они составляют ансамбль квантовых объектов, которые одновременно обладают определенными значениями двух некоммутирующих между собой наблюдаемых. Однако ясно, что такое множество не будет чистым квантовомеханическим ансамблем, так как оно не является случайной выборкой из ансамбля с определенным значением некоторой МОВИ и всевозможными допустимыми предысториями. Можно показать, что оно не будет и смешанным ансамблем. Кроме того, никакие эксперименты с квантовыми объектами, входящими в это множество, невозможны, так как эти объекты находятся в прошлом по отношению к уже совершенному действию (измерению  $S_z(1)$ ).

Таким образом, каждый *индивидуальный* квантовый объект может быть описан не одной, а двумя волновыми функциями. Это описание более полное, чем с помощью одной волновой функции, но предсказательной силы оно не имеет, так как обязательно относится к прошлому, в которое мы уже вмешаться не в состоянии, в частности не можем произвести какое-нибудь измерение.

Приведенное в данной статье обсуждение эксперимента с распадом синглетного связанного состояния двух частиц со спинами  $1/2$  дополняет и уточняет рассмотрение парадокса Эйнштейна—Подольского—Розена, проведенное в статье [2].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Славнов Д. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 1. С. 24 (Moscow University. Phys. Bull. 1996. N 1).
2. Славнов Д. А. // Там же. № 2. С. 13 (Ibid. N 2).
3. Славнов Д. А. // Там же. № 3. С. 12 (Ibid. N 3).
4. Home D., Whitaker M. A. B. // Phys. Rep. 1992. 210. P. 223.
5. Бом Д. Квантовая теория. М., 1965.
6. Einstein A., Podolsky B., Rosen N. // Phys. Rev. 1935. 47. P. 777.

Поступила в редакцию  
25.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

#### РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

#### РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН И ЗАТУХАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

В. И. Канавец

(кафедра радиофизики)

Обсуждаются особенности взаимодействия волн электронного потока и обратной волны периодического волновода с потерями при критической связи на частотах границы полосы прозрачности.