Теоретическая физика

УДК 53.03:(539.183–539.194)

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СТОХАСТИЧНОСТИ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

А. Ю. Самарин

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

E-mail: samarinay@yahoo.com

Представлен способ динамического описания процесса взаимодействия квантовой частицы с макроскопическим прибором. На основе этого описания показано, что причиной возникновения случайности результатов пространственной локализации квантовой частицы является статистический разброс характеристик прибора. Пространственно-временное рассмотрение эволюции макроскопического прибора под воздействием квантовой частицы позволило представить механизм вероятностного проявления меры, выражаемой квадратом модуля волновой функции.

Ключевые слова: *коллапс волновой функции, пространственно-временное описание локализации, вероятностное проявление меры.*

Введение. Уравнения квантовой механики, описывающие эволюцию физических величин, *a priori* никак не связанных с понятием стохастичности, носят точный, детерминистский характер. Одновременно с этим фактом имеет место непредсказуемый разброс результатов измерений этих величин, не обусловленный точностью их измерения. Традиционная квантовая механика не рассматривает редукцию волновой функции, лежащую в основе любого измерения, в качестве реального физического процесса, что порождает необходимость трансляции указанного свойства случайности непосредственно на базовые физические категории квантовой механики [1]. Поскольку при этом эти категории полагаются изначальными, непосредственно соответствующими объективной реальности (в смысле отсутствия промежуточных точных категорий, недостаток информации о которых определял бы элемент случайности), стохастичность явлений, возникающих при измерении, относится традиционной квантовой механикой непосредственно на природу вещей, что определяет неэпистемологический характер квантовых явлений. Такая интерпретация вероятности (уникальная для естественных наук вообще и физики в частности) порождает фундаментальную философскую проблему, связанную с нарушением принципа причинности. Единственным слабым местом в цепи рассуждений традиционной квантовой механики, приводящих к такому экстраординарному результату, является отсутствие детального описания редукции в виде процесса реального взаимодействия квантовой систе-

Алексей Юрьевич Самарин (к.ф.-м.н, доц.), доцент, каф. общей физики и физики нефтегазового производства.

мы и классического прибора. Действительно, фактическая невозможность описания практически бесконечного числа переменных классического прибора заставляет использовать его характеристики как целостного объекта. Эти усредненные характеристики имеют статистический разброс, который и является источником случайности результатов измерений. При реализации такого подхода к причине возникновения случайных механических величин в квантовых процессах необходимо удовлетворить двум условиям:

– результирующие вероятности измерения значений физических величин должны определяться волновой функцией квантовой системы в соответствии с правилом Борна;
– величины этих вероятностей должны однозначно определяться волновой функцией квантового объекта.

1. Представление редукции в виде реального физического процесса. В работе [2] показана возможность описания взаимодействия квантовой частицы с измерительным прибором с помощью волнового уравнения в интегральном представлении [3]. Такое описание позволило представить редукцию волновой функции квантовой частицы как реальное физическое последствие инициации макроскопического регистрирующего процесса в измерительном приборе. Эта модель пространственной локализации квантовой частицы основана на предположении наличия у активного элемента измерителя возможности усиления процесса, возникающего в результате квантового взаимодействия, до макроскопического уровня, который определяется соответствующей величиной функционала действия. Другими словами, частицы, составляющие активные элементы измерителя, должны иметь запас внутренней энергии. Эта внутренняя энергия не входит в выражение для функционала действия до тех пор, пока она не определяет движение этих частиц, то есть до инициации макроскопического процесса. Инициация макроскопического процесса имеет лавинный характер: изначально огромное число частиц находится в положениях равновесия, близких к неустойчивому равновесию. Благодаря этой неустойчивости возмущение, заключающееся в практически бесконечно малом изменении энергии (по сравнению с потенциальной энергией всех частиц) одной или нескольких из них, приводит к высвобождению огромного количества потенциальной энергии движения, что математически проявляется в возникновении соответствующего слагаемого в функционале действия. Квантовое взаимодействие и является тем возмущением, которое вызывает лавинообразный измерительный процесс. Таким образом, квантовая частица должна совершить работу над частицей (частицами) активного элемента измерителя, достаточную для того, чтобы вывести ее (их) из положения равновесия (количество частиц измерителя, которое необходимо вывести из положения равновесия, может быть различным, важным является то, что необходимая для этого энергия имеет микроскопическую величину).

2. Основа динамического описания. Общепринятое понятие работы требует определения силы и, следовательно, не может быть сформулировано на основе динамики традиционной квантовой механики. Исходя из интегрального волнового уравнения в [2] сформулирован динамический принцип, позволяющий использовать все понятия классической механики для пространственно-временного описания движения квантовых объектов. Для одномерного движения индивидуальной точки сплошной среды квантового объекта (здесь и далее будет рассматриваться только такое движение) этот принцип имеет вид

$$\langle 2|\delta S[x(\tau)]|1\rangle = 0, \tag{1}$$

где x — координата физического пространства; τ — переменная временного континуума;

$$\langle 2|S[x(\tau)]|1\rangle = \int S_{1,2}[x(\tau)] \exp \frac{i}{\hbar} S_{1,2}[x(\tau)]\, [dx(\tau)]$$

— фейнмановский матричный элемент [4] функционала действия перехода между двумя фиксированными положениями в пространстве и времени 1 и 2; $S_{12}[x(\tau)]$ — классический функционал действия для виртуальной траектории; $[dx(\tau)]$ — элемент пространства траекторий континуального интеграла [5]. Чтобы свести это динамическое уравнение к виду, соответствующему пространственно-временному описанию, в [2] доказана теорема, согласно которой матричный элемент произвольной физической величины может быть представлен в виде степенного ряда, который для одномерного движения имеет вид

$$\langle f\rangle = \langle f\rangle_0 + \left(\frac{\partial\langle f\rangle}{\partial\langle x\rangle}\right)_0 \langle x\rangle + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\langle f\rangle}{\partial\langle x\rangle^2}\right)_0 \langle x\rangle^2 + \ldots,$$

где

$$\langle x\rangle = \int x(\tau) \exp \frac{i}{\hbar} S_{1,2}[x(\tau)]\, [dx(\tau)]$$

— матричный элемент координаты перехода; нижний индекс 0 указывает на то, что разложение производится в окрестности точки $\langle x\rangle_0 = 0$.

Введённый в [2] дельта-функционал, определяемый условием

$$\delta\big[x(\tau) - x_m(\tau)\big] = \begin{cases} 0 & \text{при} \quad x(\tau) \neq x_m(\tau), \\ 1 & \text{при} \quad x(\tau) = x_m(\tau) \end{cases}$$

и обладающий свойствами

$$\int \delta[\gamma' - \gamma] f[\gamma'][d\gamma'] = f[\gamma], \quad \int \delta[\gamma' - \gamma][d\gamma'] = 1,$$

позволяет свести все физические величины, определяющие движение индивидуальной точки квантовой сплошной среды, к набору, характеризующему ее движение по единственной траектории в классическом пространстве. Фактическая временная зависимость матричного элемента координаты при заданных условиях движения может быть представлена в виде

$$\langle x(\tau)\rangle = \int x(\tau)\delta[x(\tau) - x_m(\tau)] \exp \frac{i}{\hbar} S[x(\tau)][dx(\tau)] =$$

$$= x_m(\tau) \exp \frac{i}{\hbar} S[x_m(\tau)], \tag{2}$$

где $x_m(\tau)$ — виртуальная траектория, движение индивидуальной частицы по которой приводит к фактической временной зависимости матричного элемента координаты.

Для фиксированных начальных и конечных координат и моментов времени перехода комплексный множитель, определяющий вес каждой траектории, является постоянной для нее величиной. Тогда разложение матричного элемента произвольной функции примет вид

$$\langle f\rangle = \langle f\rangle_0 + \left(\frac{\partial\langle f\rangle}{\partial x_m}\right)_0 x_m + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\langle f\rangle}{\partial x_m^2}\right)_0 x_m^2 + \ldots .$$

Поскольку

$$\frac{\partial}{\partial x_m}\int f(x_\gamma,\tau)\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma'] = \int\frac{\partial}{\partial x_m}f(x_\gamma,\tau)\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma] =$$
$$= \int\delta[\gamma-\gamma_m]\frac{\partial}{\partial x_\gamma}f(x_\gamma,\tau)\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma] = \frac{\partial}{\partial x_m}f(x_m,\tau)\exp\frac{i}{\hbar}S[x_m(\tau)],$$

выражение для матричного элемента произвольной функции координат и времени может быть записано следующим образом:

$$\langle f\rangle = \left(f_0 + \left(\frac{\partial f(x_m,\tau)}{\partial x_m}\right)_0 x_m + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 f(x_m,\tau)}{\partial x_m^2}\right)_0 x_m^2 + \ldots + \right)\exp\frac{i}{\hbar}S[x_m(\tau)],$$

или иначе —

$$\langle f(x,\tau)\rangle = f(x_m,\tau)\exp\frac{i}{\hbar}S[x_m(\tau)].$$

Это выражение позволяет преобразовать принцип наименьшего действия к вещественному виду. Действительно,

$$\langle\delta S\rangle = \left\langle\delta\int L(x,\dot{x},\tau)d\tau\right\rangle,$$

где $L(x,\dot{x},\tau)$ — функция Лагранжа. С учётом доказанного выше последнее выражение может быть переписано в виде

$$\exp\frac{i}{\hbar}S[x_m](\tau)\delta\left(\int L(x_m,\dot{x_m},\tau)d\tau\right) = \exp\frac{i}{\hbar}S[x_m(\tau)]\delta S[x_m(\tau)] = 0,$$

из которого следует

$$\delta S[x_m(\tau)] = 0, \tag{3}$$

где вещественная зависимость $x_m(\tau)$ в соответствии с (2) может рассматриваться как фактическая траектория движения индивидуальной точки квантовой сплошной среды в классическом физическом пространстве при фиксированных концах этой траектории. Чтобы перейти к описанию движения значениями физических величин, заданными исключительно в текущий момент времени, необходимо рассматривать такие матричные элементы, для которых момент времени окончания перехода соответствует этому текущему моменту. Тогда комплексную координату следует определить в виде

$$X(t) \equiv \langle x(t_2)\rangle = x_m(t)\exp\frac{i}{\hbar}S_c[x_m(t)],$$

где $t \equiv t_2$ — время окончания перехода, соответствующее текущему времени наблюдения; $S_c[x_m(t)]$ — текущее значение функционала действия. Другие физические величины определяются аналогично:

$$F(t) \equiv \langle f(t_2) \rangle = f_m(t) \exp \frac{i}{\hbar} S_c[x_m(t)]. \tag{4}$$

Различие между механическими величинами, соответствующими классическому и квантовому движению, сводится к комплексному фазовому множителю, связанному с наблюдаемостью квантовых величин в данных состояниях движения. Соотношения между модулями физических величин определяются из принципа наименьшего действия (3), который в точности соответствует аналогичному принципу классической механики. Это обстоятельство позволяет использовать все понятия классической механики для описания движения индивидуальных частиц квантовых сплошных сред.

3. Работа квантовой частицы. Сила и перемещение, входящие в выражение для работы, совершаемой квантовой частицей над частицей измерителя, относятся к различным квантовым объектам. Вследствие этого их фазовые множители в общем случае различны и обе эти величины должны быть представлены в виде (4)

$$A(t) = \int F dS = \int F dX', \tag{5}$$

где $A(t)$ — работа, совершаемая квантовой частицей над активным элементом измерителя; F — сила, действующая со стороны сплошной среды квантового объекта на частицу активного элемента измерителя; dS — элементарное перемещение частицы активного элемента измерителя под воздействием силы, которое для одномерного случая равно приращению координаты частицы измерителя dX'. Переменная времени t в последнем выражении является переменной временного континуума так же, как ранее τ, и применяется исключительно чтобы подчеркнуть тот факт, что значения всех физических величин берутся на момент окончания перехода (то есть текущее значение фазового множителя). Силу F следует определить как градиент потенциальной энергии частицы измерителя в поле индивидуальных частиц сплошной среды квантового объекта в пространстве движения:

$$F(x') = -\nabla U(x') = -\frac{\partial U(x', t)}{\partial x'}, \quad U(x', t) = \int u(x, x') \Psi_t(x) dx,$$

где x' — пространственная координата индивидуальной точки сплошной среды измерителя; $\Psi_t(x)$ — волновая функция квантовой частицы, рассматриваемая как комплексная функция распределения квантовой сплошной среды в физическом пространстве в момент времени t. Волновая функция учитывает пространственную меру точек сплошной среды квантовой частицы. Потенциальная энергия $u(x, x')$ представляет собой энергию частицы измерителя в точке пространства x' в поле квантового объекта, сосредоточенного в точке x. Вследствие однородности пространства потенциальная энергия может зависеть не от абсолютных значений, а только от разности координат:

$$u(x, x') = u(x - x').$$

Тогда зависимость силы, действующей на частицу измерителя, от ее координаты примет вид
$$F(x') = -\frac{\partial}{\partial x'}\int u(x'-x)\Psi_t(x)dx.$$
Далее полагаем пространственные размеры активного элемента измерителя настолько малыми, чтобы изменением значения волновой функции в пределах одного активного элемента можно было пренебречь. Кроме того, предположим, что взаимодействие существенно только на малых по сравнению с размером активных элементов измерителя расстояниях. Тогда функция $\Psi_t(x)$ может быть вынесена за знак интеграла по координатам пространства и выражение для силы примет вид
$$F(x') = -\Psi_t(x')\frac{\partial}{\partial x'}\int u(x'-x)dx.$$
Для стационарного состояния квантовой частицы сила, с которой она воздействует на частицу активного элемента в точке пространства x', может быть выражена следующим образом:
$$F(x') = -\psi(x')\exp\left(-\frac{i}{\hbar}Et\right)\frac{\partial}{\partial x'}\int u(x'-x)dx.$$
Поскольку на расстояниях порядка размера активного элемента волновая функция неизменна и размер последнего пренебрежимо мал, можно ввести силу, действующую на все квантовые частицы активного элемента со стороны квантового объекта:
$$F(Y^i,t) = F_0(Y^i)\exp -\frac{i}{\hbar}Et,$$
где Y^i — координата i-того активного элемента; $F_0(Y^i)$ — амплитуда силы, действующей на частицы активного элемента i со стороны квантового объекта (эта величина не является результатом усреднения по различным частицам активного элемента, а представляет собой силу, действующую на каждую из них). В том случае, когда частицы активного элемента связаны с друг другом, результирующая сила, действующая на ансамбль этих частиц, имеет такую же форму, только здесь она представляет собой силу, действующую на весь ансамбль и, следовательно, содержит усреднение по частицам активного элемента. Так или иначе, для решения поставленной задачи существенно только то, что для стационарных состояний квантовых объектов сила, с которой они действуют на квантовые частицы активных элементов измерителя, имеют периодическую временную зависимость и пропорциональны значению пространственной части волновой функции в области пространства, где находится активный элемент измерителя. Тогда выражение для силы, действующей на весь ансамбль участвующих в процессе измерения квантовых частиц активного элемента, примет вид
$$F(Y^i,t) = \alpha^i\psi(Y^i)\exp -\frac{i}{\hbar}Et,$$
где α^i — коэффициент, зависящий от характера взаимодействия прибора и квантового объекта, представляет собой чувствительность конкретного активного элемента прибора к воздействию на него квантового объекта; $\psi(Y^i)$ —

значение пространственной части волновой функции объекта в точке расположения активного элемента прибора. Для того чтобы выразить работу, определяемую выражением (5), через пространственную волновую функцию квантового объекта необходимо выразить перемещение средней координаты частицы активного элемента измерителя под действием силы F. Это перемещение может быть выражено через ускорение индивидуальных точек сплошной среды частицы активного элемента и затем усреднено по всем индивидуальным точкам. Здесь, однако, следует иметь в виду, что кроме внешней силы ускорение частиц измерителя определяется их взаимодействием с окружающей средой активного элемента, которая определяет характер движения частицы. Для колебательного движения с частотой, близкой к частоте изменения внешней силы (силы, действующей со стороны квантового объекта), амплитуда колебаний частицы измерителя будет пропорциональна внешней силе, а энергия колебаний пропорциональна ее квадрату. Далее следует учесть, что пороговое значение работы, необходимое для инициации классического процесса, обладающего вещественной энергией, также должно быть вещественным (поскольку вариационный принцип (1) в совокупности с однородностью времени приводит к сохранению как вещественной, так и мнимой частей матричного элемента энергии). Тогда для определения порогового значения работы выражение (5) должно быть преобразовано к вещественному виду:

$$A(t) = \mathrm{Re} \int F(x')dX'.$$

С учётом сделанных замечаний работа, совершаемая силой F над частицей измерителя, определится выражением

$$A(t) = CRe(F^i)^2 = C\,\mathrm{Re}\Big(\alpha^i \psi(Y^i) \exp\big(-\frac{i}{\hbar}Et\big)\Big)^2.$$

В случае, когда изменение волновой функции квантовой частицы пренебрежимо мало на расстоянии порядка среднего расстояния между активными элементами измерителя, дискретную пространственную переменную Y^i можно заменить непрерывной переменной x, а последнее выражение переписать в виде

$$A(t) = g(t)\psi^2(x), \tag{6}$$

где $g(t)$ — временная функция, определяющая скорость изменения величины работы, которая определяется чувствительностью активного элемента прибора, зависящей от внутренней структуры движения частиц активного элемента. Характерное время взаимодействия t квантового объекта с прибором существенно превышает период колебаний T волновой функции квантового объекта, то есть $t \gg T$. Тогда работа (6) может быть выражена через работу за период колебаний следующим образом:

$$A(t) \approx A(T)\frac{t}{T}. \tag{7}$$

Введём чувствительность $\beta = g(T)$, которая определяет работу за период колебаний. В соответствии с (6) работа, совершаемая квантовым объектом над активным элементам прибора за период одного колебания, определяется квадратом пространственной части волновой функции квантового объекта и чувствительностью β активного элемента прибора:

$$A(T) = \beta\psi^2(x). \tag{8}$$

4. Возникновение случайности в процессе локализации. Для того чтобы инициировать макроскопический процесс в одном из активных элементов измерителя (тем самым локализовать в пространстве квантовую частицу), необходимо, чтобы работа (7) достигла порогового значения E_t^i. Это пороговое значение определяется свойствами каждого активного элемента в отдельности и различно для них. Как только работа A^i для какого-либо активного элемента превышает пороговое значение E_t^i, в этом элементе инициируется макроскопический процесс и, в соответствии с выводами [2], взаимодействие квантового объекта с прибором мгновенно прекращается. Другими словами, квантовый объект будет регистрироваться тем активным элементом измерителя, для которого работа достигнет значения пороговой энергии E_t^i первой. Время достижения порога t_t^i для каждого из активных элементов определяется квадратом модуля пространственной волновой функции квантового объекта, чувствительностью этого элемента β^i (она, так же как и пороговое значение работы, определяется свойствами отдельного активного элемента) прибора и значением его пороговой энергии E_t^i:

$$\theta_t^i = \frac{t_t^i}{T} = \frac{E_t^i}{\beta^i\psi^2(x)},$$

где θ_t^i — безразмерная характеристика активного элемента измерителя, равная числу колебаний волновой функции системы, необходимому для достижения порога инициации макроскопического процесса в i-том активном элементе измерителя при единичном значении квадрата пространственной волновой функции стационарного состояния квантовой частицы (стационарность состояния предполагает вещественность пространственной части волновой функции). Число колебаний волновой функции до момента инициации измерительного процесса в i-том активном элементе при произвольном значении квадрата волновой функции может быть записано как

$$\Theta_t^i = \theta_t^i\psi^2(x).$$

Квантовая частица локализуется в окрестности того активного элемента измерителя, для которого последняя величина минимальна. Зависимость плотности вероятности локализации квантовой частицы от координат пространства $f(x)$ примет вид

$$f(x) = \Phi(\theta_t)\psi^2(x),$$

где $\Phi(\theta_t)$ — вероятность значения величины $\theta \leqslant \theta_t$. Пороговое значение θ_t^i определяется из условия минимума величины Θ_t^i для фактического значения функции $\psi^2(x)$ в каждой точке пространства, где расположен i-тый активный элемент. Иначе говоря, пространственное распределение $\psi^2(x)$ задает для каждой точки пространства свои значения величины $\theta_t(x)$. Этим значениям соответствуют вероятности, определяемые функцией $\Phi(\theta_t)$, которая является характеристикой прибора и, как правило, не имеет явной зависимости от пространственной координаты. Эта характеристика выражает макроскопическую (в смысле макроскопического результата взаимодействия) чувствительность прибора по отношению к воздействию на него квантового объекта. Макроскопическая чувствительность в общем случае зависит от величины квадрата волновой функции и, тем самым, от пространственной координаты. Однако, являясь свойством исключительно измерительного прибора, функция $\Phi(\theta_t)$ может быть определена независимо от измерения пространственного положения квантовой частицы, являющейся объектом исследования (по известному распределению $\psi^2(x)$) и учтена при расчете исследуемой функции $\psi^2(x)$. Эта процедура может рассматриваться как приведение функции $\Phi(\theta_t)$ к постоянной в пространстве величине, что позволяет формально рассматривать функцию $\psi^2(x)$ непосредственно в качестве пространственной плотности вероятности обнаружения квантовой частицы, находящейся в стационарном состоянии. Формальность этой процедуры состоит в том, что вероятность фактической локализации квантовой частицы зависит от характеристики прибора $\Phi(\theta_t)$.

5. Правило Борна. Для того чтобы работа, совершаемая над квантовыми частицами измерителя, находящимися в состоянии периодического движения, накапливалась во времени, необходимо, чтобы внешняя сила также была периодической с тем же периодом. В силу того что измеритель является макроскопическим объектом, он может содержать частицы, имеющие различные периоды движения. Поэтому для возможности регистрации квантовой частицы достаточно, чтобы ее волновая функция изменялась во времени периодически, то есть квантовый объект должен находиться в стационарном состоянии. То обстоятельство, что произвольное состояние финитного движения может быть представлено в виде суммы стационарных состояний, имеет в качестве физического обоснования возможность регистрации только таких состояний (рассмотрение дискретного спектра состояний легко может быть обобщено на непрерывный спектр). Рассмотрим, каким образом предложенная интерпретация измерительного процесса связана с правилом Борна для вероятности обнаружения квантовой частицы, находящейся в состоянии произвольного финитного движения, в элементе объема физического пространства. Квадрат модуля волновой функции может быть выражен через волновые функции стационарных состояний следующим образом:

$$\left|\Psi(x,t)\right|^2 = \sum_i |c_i|^2 \psi_i^2(x) + \sum_i \sum_j c_i c_j^* \psi_i(x) \psi_j(x) \exp \frac{i}{\hbar}(E_j - E_i)t,$$

где c_i — комплексные коэффициенты разложения; нижние индексы соответствуют стационарным состояниям квантовой системы. Усреднение этого выражения по времени дает плотность вероятности. Вероятность же обнаружения частицы в окрестности dx точки с координатой x запишется как

$$P = \overline{\left|\Psi(x,t)\right|^2} dx \approx \sum_i |c_i|^2 \psi_i^2(x) dx = \sum_i |c_i|^2 p_i,$$

где $\overline{\left|\Psi(x,t)\right|^2}$ — усредненный по времени квадрат модуля волновой функции; $p_i = \psi_i^2(x)dx$ — соответствующая вероятность обнаружения квантовой частицы, находящейся в стационарном состоянии $\psi_i(x)$. Эта вероятность является проявлением меры пространственного распределения сплошной среды квантовой частицы, которая определяет скорость изменения энергии активного элемента измерителя за счет его взаимодействия с квантовым объектом в соответствии с выражением (8).

Заключение. Проявление меры в качестве вероятности, предлагаемое в [6], в данном случае обусловлено случайностью значений характеристик активных элементов измерителя, которые влияют на инициацию в нем макроскопического процесса, завершающего процесс измерения. Фактическая вероятность локализации квантовой частицы в той или иной точке пространства определяется выражением (8). При этом случайность результатов локализации обусловлена статистическим разбросом характеристик макроскопического прибора, выражаемого функцией распределения. В традиционной квантовой механике эта функция интерпретируется как точная характеристика, определяющая макроскопическую чувствительность прибора к воздействию квантового объекта. Тем самым в качестве причины возникновения случайности рассматривается квантовый объект, что выражается в вероятностной интерпретации квадрата модуля волновой функции в соответствии с правилом Борна.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *von Neumann J.* Mathematical Foundations of Quantum Mechanics / Investigations in physics. Vol. 2. Princeton [N.J.]: Princeton University Press, 1955. 445+xii pp.; фон Нейман И. Математические основы квантовой механики. М.: Наука, 1964. 368 с.
2. *Самарин А. Ю.* Естественное пространство микрообъекта // *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2011. № 3(24). С. 117–128. [*Samarin A. Yu.* Natural space of the micro-object // *Vestn. Samar. Gos. Tekhn. Univ. Ser. Fiz.-Mat. Nauki*, 2011. no. 3(24). Pp. 117–128].
3. *Feynman R. P.* Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics // *Rev. Mod. Phys.*, 1948. Vol. 20. Pp. 367–387.
4. *Feynman R. P., Hibbs A. R.* Quantum Mechanics and Path Integrals. New York: McGraw-Hill, 1965. 371+xii pp.; *Фейнман Р., Хибс А.* Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968. 382 с.
5. *Zinn Justin J.* Path Integrals in Quantum Mechanics. Oxford: Oxford University Press, 2004. 320+xiv pp.; *Зинн-Жюстен Ж.* Континуальный интеграл в квантовой механике. М.: Физматлит, 2006. 360 с.
6. *Колмогоров А. Н.* Теория вероятностей и математическая статистика / ред. Ю. В. Прохоров. М.: Наука, 1986. 536 с.; Selected Works of A. N. Kolmogorov: Volume II Probability Theory and Mathematical Statistics / Mathematics and its Applications (Soviet Series). Vol. 26 / ed. A. N. Shiryayev. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers Group, 1992. 597+xvi pp.

Поступила в редакцию 17/X/2012;
в окончательном варианте — 27/XI/2012.

MSC: 81S40, 58D30

THE MECHANISM OF THE APPEARANCE OF STOCHASTICITY IN QUANTUM MECHANICS

A. Yu. Samarin

Samara State Technical University,
244, Molodogvardeyskaya st., Samara, 443100, Russia.

E-mail: `samarinay@yahoo.com`

The technique for the dynamic description of interaction between the quantum particle and the measuring instrument is offered. This description allows to determine, that the statistic dispersion of measuring instrument characteristics is the cause of the results randomness of the quantum particle space localization.Space-time consideration of the macroscopic meter evolution, initiated by the quantum particle, allows to represent the mechanism of the appearance of probabilistic measure, expressed by the wave function modulus square.

Key words: *wave function collapse, space-time description of the space localization, probabilistic measure appearance.*

Original article submitted 17/X/2012;
revision submitted 27/XI/2012.

Alexey Yu. Samarin (Ph. D. (Phys. & Math.)), Associate Professor, Dept. of General Physics and Physics of Oil and Gas Production.