

Как квантовая механика описывает микромир

М.КАГАНОВ

В ЭТОЙ СТАТЬЕ РЕЧЬ ПОЙДЕТ ТОЛЬКО О ВОЛНОВОМ варианте квантовой механики и для простоты, где возможно, лишь об одной частице.

Уравнение Шрёдингера

Попробуем понять, что руководило Шрёдингером при формулировке нового уравнения – конечно, это уравнение получило имя Шрёдингера. Правильнее было бы написать не «что руководило Шрёдингером», а чем *мог бы, по моему мнению*, Шрёдингер руководствоваться. Уже закончив эту статью, я смог познакомиться с историей создания волновой механики по

статьям ее творца (см. книгу Э.Шрёдингера «Новые пути в физике, статьи и речи» – М.: Наука, 1971). Ход рассуждений Шрёдингера описан мною в общих чертах верно.

Все, что было привнесено в классическую физику (в механику и оптику) в попытках объяснить природу атомных и субатомных частиц, несомненно, никаким образом из основных положений классической физики не следовало. Все формулы, которые содержали

Эрвин Шрёдингер

постоянную Планка – и самого Планка, и Бора, и де Бройля – *привнесены, добавлены*, а не выведены. Эрвин Шрёдингер попытался построить последовательную теорию движения микроскопических частиц, сформулировать уравнение – такое, чтобы квантовые условия были необходимыми следствиями его решений. Его попытка завершилась успехом.

Задумаемся над тем, что из себя представляют уравнения классической механики и электродинамики (оптика – ее часть). И здесь не обойтись без ответа на вопрос «Почему?». Уравнения механики и электродинамики – основных наук, составляющих к началу XX века вместе с термодинамикой всю классическую физику, суть дифференциальные уравнения, т.е. они содержат не только искомые функции, но и их производные. В этом есть глубокий смысл.

События происходят в пространстве и во времени.

Зная состояние в начальный момент, мы должны с помощью фундаментальных уравнений уметь определить, что будет происходить дальше, в последующие моменты времени. И прежде всего – через бесконечно малый интервал времени dt . Перемещение в пространстве требует умения описывать бесконечно малый сдвиг в пространстве – сдвиг, равный дифференциалу $d\vec{r}$ ($d\vec{r}$, как и радиус-вектор \vec{r} , имеет три проекции: dx, dy, dz). Именно поэтому фундаментальные уравнения должны содержать и содержат не только величины, определяющие состояние, но и их производные. Ньютону для создания механики пришлось разработать специальный математический аппарат – анализ бесконечно малых. Его тогда еще не было.

Уже дважды было упомянуто слово «состояние». Как в классической физике описывается состояние? Рассмотрим два примера.

Первый пример – движение частицы массой m под воздействием силы \vec{F} , зависящей от координаты \vec{r} .

Уравнение Ньютона позволяет решить любую задачу о движении частицы. В понятие состояния частицы, несомненно, входит ее положение в момент времени t . Но знания координаты частицы $\vec{r} = \vec{r}(t)$ мало. Чтобы уметь определить траекторию, т.е. судьбу частицы в любой произвольный момент времени, надо, кроме координаты частицы в момент времени t , знать и ее скорость $\vec{v} = d\vec{r}/dt$ в тот же момент. Координата \vec{r} и скорость \vec{v} полностью определяют состояние частицы. Вместо скорости \vec{v} удобнее задавать импульс $\vec{p} = m\vec{v}$. Раньше (см. первую часть статьи) мы говорили, что физики часто вводят фазовое пространство. Фазовое пространство одной частицы это 6-мерное пространство (\vec{r}, \vec{p}) . Оно объединяет в одно пространство трехмерное координатное и трехмерное импульсное пространства. Состояние частицы изображает точка в фазовом пространстве.

Выпишем для полноты и уравнение Ньютона в выбранных переменных:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}(\vec{r}).$$

Второй пример – электромагнитная волна.

Не будем уточнять, идет речь о световой волне или о радиоволне. Важно то, что в любой электромагнитной волне колеблются и электрическое и магнитное поля. Этот пример придется разобрать подробнее, так как он для нас очень важен.

Уравнения электродинамики сформулировал Джеймс Клерк Максвелл (1831–1879). Одно из важных достижений максвелловской электродинамики – вывод о том, что в пустом пространстве могут распространяться электромагнитные волны. Состояние волны нам известно, если известны значения напряженностей полей – электрического \vec{E} и

магнитного \vec{H}^{-1} – во всех точках пространства (при любом \vec{r}) в данный момент времени t . Иными словами, состояние волны описывается двумя функциями: $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{H} = \vec{H}(\vec{r}, t)$. Теория дает возможность подробно изучить свойства электромагнитных волн. Эксперимент их прекрасно подтверждает. Упомянем два свойства, которые помогут облегчить изложение.

1) Электромагнитные волны поперечны: в распространяющейся вдоль оси z волне векторы напряженностей \vec{E} и \vec{H} лежат в плоскости x, y .

2) Векторы \vec{E} и \vec{H} перпендикулярны друг другу.

Выберем оси координат так: ось x – вдоль вектора \vec{E} , ось y – вдоль вектора \vec{H} , ось z , как мы уже говорили – вдоль волнового вектора \vec{k} ($k_x = 0, k_y = 0, k_z = k$). В этом случае уравнения Максвелла выглядят сравнительно просто:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t}, \quad -\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t}.$$

Индексы « x » и « y » обозначают, каковы отличные от нуля компоненты векторов \vec{E} и \vec{H} ; выражения $\partial\phi/\partial z$ и $\partial\phi/\partial t$ – частные производные от функции $\phi = \phi(z, t)$; скорость света, как всегда, обозначена буквой c .²

Из уравнений Максвелла легко выводится волновое уравнение. Ему удовлетворяют обе функции: $E_x = E_x(z, t)$ и $H_y = H_y(z, t)$. Выпишем волновое уравнение для напряженности электрического поля:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = 0.$$

Почему уравнение называется волновым? Потому что его решение описывает волну. Решение уравнения можно записать по-разному – либо в виде действительной функции:

$$E_x = A \cos(kz - \omega t + \alpha),$$

либо в виде комплексной функции:

$$E_x = A \exp(i(kz - \omega t + \alpha)),$$

где A и α – действительные постоянные числа, зависящие от конкретной постановки задачи. Подставляя эти функции в волновое уравнение, убеждаемся, что обе они удовлетворяют уравнению, а его следствием служит связь между частотой и модулем волнового вектора: $\omega = ck$, а для фотона – между энергией и модулем импульса: $\varepsilon = cp$. Напомним: $\varepsilon = \hbar\omega$ и $\vec{p} = \hbar\vec{k}$; если $k_x = k_y = 0$, то $k = k_z$, $p = p_z$; в общем случае $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, а $p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$.

Сделаем важное замечание по поводу использования комплексных чисел и комплексных функций. Единственным оправданием их использования здесь и вообще в классической (неквантовой) физике служит удобство. В данном случае – то, что $d(e^{ix})/dx = e^{ix}$, а $e^{ix} = \cos x + i \sin x$ (последняя формула называется формулой Эйлера). Конечно, и E_x и H_y – действительные величины. Как же иначе, если $e\vec{E}$ –

сила, действующая на электрон со стороны электрического поля, а магнитное поле \vec{H} определяет силу Лоренца $(e/c)[\vec{v}\vec{H}]$, действующую на движущийся электрон. Найдя решение в комплексной форме, мы *обязаны* взять от полученного выражения действительную часть (Re):

$$E_x = A \cdot Re(\exp(i(kz - \omega t + \alpha))),$$

а

$$Re(\exp(i(kz - \omega t + \alpha))) = \cos(kz - \omega t + \alpha).$$

Выражение для E_x можно, естественно, получить без использования комплексных чисел.

Вернемся к уравнениям де Бройля (см. первую часть статьи). В дальнейшем энергию и импульс частицы мы будем обозначать так: ε – энергия, а \vec{p} – импульс. Спутать с фотоном трудно: о нем пока не будет идти речь.

Первая задача, которую ставил перед собой Шрёдингер, была задача об энергетическом спектре атома водорода. Необходимо было найти уравнение, из которого бы *следовали* вычисленные Бором уровни энергии электрона, вращающегося вокруг ядра (протона). Ведь уровни, хотя они и были получены искусственно, с нарушением логики, прекрасно соответствовали данным опыта – спектру излучения и поглощения атома водорода. Понимая, что релятивистские осложнения при описании движения электрона в атоме водорода можно до поры до времени не учитывать, Шрёдингер использовал нерелятивистскую механику. Шрёдингер – создатель *нерелятивистской волновой (квантовой) механики*.

У свободно движущейся нерелятивистской частицы $\varepsilon = p^2/(2m)$, а, согласно уравнениям де Бройля, $\varepsilon = \hbar\omega$ и $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ (мы заменили также обозначения частоты и волнового вектора). Запишем волновое уравнение, решение которого $A \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \alpha))$ должно приводить к следующему соотношению между частотой и волновым вектором:

$$\omega = \frac{\hbar k^2}{2m}, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2.$$

Присутствие постоянной Планка \hbar в этом выражении – свидетельство о квантовом генезисе волновых свойств частицы. С электромагнитными волнами было строго наоборот: для волнового описания ($\omega = ck$), конечно, не нужна постоянная Планка. С помощью постоянной Планка осуществляется переход к фотону.

Итак, нам надо найти уравнение, решение которого есть $A \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \alpha))$. Так как $\vec{k}\vec{r} = xk_x + yk_y + zk_z$, то это довольно просто. Обозначим искомое решение буквой Ψ . Для того чтобы функция Ψ равнялась $A \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \alpha))$, необходимо, чтобы уравнение, которому функция Ψ удовлетворяет, имело вид

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right).$$

А зачем, собственно говоря, вводить частоту и волно-

¹ Напряженность \vec{H} магнитного поля определяет тот вклад в магнитную индукцию \vec{B} , который дают внешние источники поля. (Прим. ред.)

² Не могу удержаться, чтобы не напомнить следующее. Формулируя экспериментальные результаты Майкла Фарадея (1791–1867), установившего связь электрических и магнитных свойств, Максвеллу необходимо было ввести множитель, связывающий разнородные (электрические и магнитные) величины. Этот множитель был обозначен буквой c . Когда оказалось, что численно множитель c равен скорости света, стала ясной электромагнитная природа света.

вой вектор? Не проще ли функцию выразить через энергию и импульс: $\Psi = A' \exp\left(\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - \epsilon t)\right)$? Фазу $\alpha' = \hbar\alpha$ мы включили в постоянную A' , которая теперь комплексна.

Перепишем предыдущее уравнение, умножив его на \hbar . Подстановка в него решения $\Psi = A' \exp\left(\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - \epsilon t)\right)$, естественно, приводит к правильному соотношению

$$\epsilon = \frac{p^2}{2m}.$$

Мы получили нужное соотношение, ничего не зная о природе Ψ -функции. Несомненно, Ψ -функция – необычная физическая величина: она комплексна и ограничиться ее действительной частью нельзя. Ни действительная, ни мнимая части Ψ -функции найденному уравнению не удовлетворяют. То, что эти соображения не остановили Шрёдингера, – свидетельство его удивительной интуиции.

Среди задач квантовой механики важное место занимают задачи, в которых частица или система частиц имеют определенную энергию. Это может быть либо изолированная система, либо система, находящаяся под действием постоянной силы. Задача о свободной частице, несомненно, принадлежит к классу таких задач. В дальнейшем только такими задачами мы и будем заниматься.

Выделим из Ψ -функции ее зависимость от времени:

$$\Psi = \psi(\vec{r}) \exp\left(-\frac{i\epsilon t}{\hbar}\right)$$

и получим уравнение для стационарной, не зависящей от времени волновой функции $\psi = \psi(\vec{r})$:

$$\epsilon\psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right).$$

Нам предстоит трудный шаг, связанный с введением операторов. Термина *оператор* не следует бояться, он не скрывает ничего таинственного. Например, $\partial/\partial x$ – оператор дифференцирования. Если функция стоит справа от оператора дифференцирования, то ее следует продифференцировать. Вот и все...

Сделаем важное утверждение: *каждой механической величине в квантовой механике соответствует оператор*.

Как вводятся операторы, мы покажем на примере трех операторов проекций составляющих импульса. Свободно движущаяся частица имеет импульс \vec{p} . Проекция импульса \vec{p} на оси координат равны p_x, p_y, p_z . Операторы, соответствующие проекциям импульса, обозначим Op_x, Op_y, Op_z и запишем

$$Op_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}, \quad Op_y = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y}, \quad Op_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z}.$$

Ψ -функцию свободной частицы с импульсом \vec{p} мы знаем. Подействуем на нее операторами Op_x, Op_y, Op_z и получим

$$Op_x\Psi = p_x\Psi, \quad Op_y\Psi = p_y\Psi, \quad Op_z\Psi = p_z\Psi.$$

Если действие какого-либо оператора на функцию сводится к умножению на константу, то такую функцию называют *собственной функцией этого оператора*, а значение константы – *собственным значением оператора*. В согласии с определением, если частица имеет импульс, равный \vec{p} , то это означает, что волновая функция есть собственная функция оператора

$$Op_{\vec{p}} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \vec{r}}, \quad \text{заданного соответствующими проекциями:}$$

$$\Psi_{\vec{p}} = \Psi_{\vec{p}}(\vec{r}) \exp\left(-i\epsilon(\vec{p})\frac{t}{\hbar}\right), \quad \Psi_{\vec{p}}(\vec{r}) = A' \exp\left(\frac{i}{\hbar}\vec{p}\vec{r}\right),$$

$$\epsilon(\vec{p}) = \frac{p^2}{2m}.$$

Надеюсь, вы понимаете, что пока мы лишь вводили новые обозначения, но не продвинулись дальше соотношений де Бройля. Часто разумно выбранные обозначения помогают продвинуться вперед.

Воспользовавшись определениями операторов, перепишем уравнение для Ψ -функции:

$$\epsilon\Psi = \frac{1}{2m}\left((Op_x)^2 + (Op_y)^2 + (Op_z)^2\right)\Psi.$$

Стоящий в правой части оператор по своему смыслу есть оператор кинетической энергии. Если к кинетической энергии добавить потенциальную энергию $U(\vec{r})$, то получится полная энергия. Если к оператору кинетической энергии добавить потенциальную энергию³, то получится оператор энергии ОН:

$$OH = \frac{1}{2m}\left((Op_x)^2 + (Op_y)^2 + (Op_z)^2\right) + U(\vec{r}).$$

Буква «Н» выбрана потому, что энергия, выраженная через импульс и координату, называется функцией Гамильтона (W. Hamilton, 1805–1865). Полученное выражение определяет оператор Гамильтона – *гамильтониан*.

Вот теперь можно вслед за Шрёдингером продвигаться вперед.

Для того чтобы решить задачу о квантовом движении частицы, находящейся под действием силы $\vec{F} = -\partial U(\vec{r})/\partial \vec{r}$, надо найти *собственные функции и собственные значения гамильтониана*, т.е. решить уравнение Шрёдингера, которое мы запишем в трех различных, но тождественных друг другу видах:

$$OH\Psi = \epsilon\Psi,$$

$$\frac{1}{2m}\left(\left((Op_x)^2 + (Op_y)^2 + (Op_z)^2\right) + U(\vec{r})\right)\Psi = \epsilon\Psi, \quad (1)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + (\epsilon - U(\vec{r}))\Psi = 0, \quad \Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}.$$

Теория уравнений такого типа математиками уже была разработана.

³ В том варианте квантовой механики, которая здесь излагается, оператор координаты есть оператор умножения, т.е. фактически любую функцию координаты при переходе к квантовой механике заменять оператором не надо.

Решение уравнения Шрёдингера

Легко представить себе, какую радость испытал Шрёдингер, когда найденные им уровни энергии электрона в атоме совпали с теми, которые были получены Нильсом Бором, а уровни энергии осциллятора совпали с теми, которые навязал осциллятору Макс Планк для объяснения законов теплового излучения. Правда, оказалось, что квантовый осциллятор не может не колебаться. Даже в основном состоянии, т.е. в состоянии с наименьшей возможной энергией – энергией *нулевых колебаний* $(1/2)\hbar\omega$ – осциллятор колеблется. Уровни энергии осциллятора таковы:

$$\epsilon = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega, \quad n = 0, 1, 2, 3... - \text{целые числа.}$$

Нулевые колебания – специфическая квантово-механическая черта. Несколько слов о них будет сказано ниже. Заметим, что и электрон в основном состоянии в атоме водорода движется: среди значений n в формуле Бора нет значения $n = 0$.

Математическая теория решений уравнений вида уравнения Шрёдингера довольно сложна. Вывести формулы Бора и Планка нам здесь не удастся. Отметим только: для решения уравнения Шрёдингера необходимо сформулировать граничные условия для ψ -функции – в обеих задачах (об осцилляторе и об атоме водорода) ψ -функция на бесконечности должна обращаться в ноль. То, что вычисленные по теории Шрёдингера уровни энергии электрона в атоме водорода и осциллятора *точно* совпали с результатами Планка и Бора, – специфическая особенность именно этих задач. Из теории Шрёдингера следуют условия квантования, использованные Планком и Бором. В общем случае метод Бора и Планка – квантование *классического действия* – справедлив только тогда, когда действие велико, т.е. $n \gg 1$. Справедливость формул Планка и Бора при произвольных значениях числа n – в каком-то смысле удача.

Чтобы показать, как естественно возникают квантованные (дискретные) уровни энергии, мы рассмотрим простейшую задачу. Пусть частица, способная двигаться только вдоль оси x , «заперта» в потенциальной яме шириной $2d$ с бесконечно высокими потенциальными стенками, т.е. $U = 0$ при $|x| \leq d$ и $U = \infty$ при $|x| \geq d$. Искомая ψ -функция подчиняется простому уравнению (см. третья из уравнений (1))

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0, \quad k^2 = \frac{2m\epsilon}{\hbar^2}. \quad (2)$$

Граничное условие в данном случае таково: $\psi = 0$ при $|x| = d$ (это нетрудно показать). Уравнению удовлетворяют и $\psi = \cos kx$ и $\psi = \sin kx$. Граничное условие выбирает допустимые значения k . Итак, при $|x| \leq d$

$$\psi_n^s = A^s \cos kx, \quad kd = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi, \\ n = 0, 1, 2, 3... - \text{целые числа,} \quad (2a)$$

$$\psi_n^a = A^a \sin kx, \quad kd = n\pi, \quad n = 1, 2, 3...$$

О значениях постоянных A^s и A^a скажем ниже, верхние индексы (s, a) отмечают тот факт, что косинус – симметричная функция, а синус – асимметричная.

Разрешенные значения энергии частицы представляют две серии значений:

$$\epsilon_n^s = \frac{\hbar^2}{2m} \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 \frac{\pi^2}{d^2}, \\ n = 0, 1, 2, 3... - \text{целые числа,} \quad (26) \\ \epsilon_n^a = \frac{\hbar^2}{2m} n^2 \frac{\pi^2}{d^2}, \quad n = 1, 2, 3...$$

Как у электрона в атоме, у частицы в потенциальной яме есть основное состояние, наименьшее значение энергии в котором равно $\epsilon = (\hbar^2/2m)\pi^2/(4d^2)$. Отметим: частица не может «лечь на дно ямы» – энергия основного состояния отлична от нуля, при этом чем яма уже, тем энергия основного состояния больше.

И еще одну такую же простую задачу мы сформулируем, а решение оставим читателям для упражнения. Речь пойдет о прохождении через непреодолимый для классической частицы потенциальный барьер. По-прежнему будем считать, что частица может двигаться только вдоль оси x , а потенциальная энергия $U(x) = U_0 > 0$ при $|x| \leq d$ и $U = 0$ при $|x| \geq d$. Это и есть простейший потенциальный барьер. Во всяком случае для частиц с энергией $\epsilon < U_0$. Итак, пусть на потенциальный барьер слева падает частица с волновым вектором k ($k = p/\hbar$, p – импульс, $p = p_x$). Решив задачу, вы убедитесь, что волновая функция слева от барьера будет суммой двух волн – падающей (волновой вектор k) и отраженной (волновой вектор $-k$); справа от барьера волновая функция – волна с волновым вектором k , уходящая от барьера. Получить этот результат и вычислить амплитуды прошедшей и отраженной волн можно, если выяснить, что представляет собой решение уравнения при $|x| \leq d$. Надо только добавить: при $x = \pm d$ функция $\psi(x)$ и ее производная $d\psi/dx$ непрерывны. И это условие тоже нетрудно вывести.

Что же такое ψ -функция?

Значение открытия Шрёдингера не в том, что с помощью его уравнения были получены уже известные результаты. Фундаментально важно то, что они получены единообразно. Каждая задача – частный случай единой теории. Теория – волновая механика – предоставила естественную возможность двигаться вперед, сформулировать новые задачи.

Один из важнейших результатов новой теории – возможность рассматривать системы, состоящие из нескольких частиц. Оказалось, что способ описания систем в волновой механике с помощью ψ -функции существенно отличается от описания классических волн. Остановимся на этом вопросе. Это даст возможность осторожнее относиться к ψ -функции, не переносить на нее буквально свойства классических волн. Кстати, напомним: полная волновая ψ -функция всегда комплексна.

Нам предстоит сравнить описание движения двух классических частиц, двух классических волн и двух квантовых частиц.

Пусть две классические частицы 1 и 2 движутся в одном силовом поле, не взаимодействуя друг с другом (последнее – только для простоты). Каждая частица движется по своей траектории: $\vec{r}_1 = \vec{r}_1(t)$, $\vec{r}_2 = \vec{r}_2(t)$. Обе траектории – кривые (прямые – частный случай) в трехмерном пространстве.

Пусть есть две классические волны – например, радиоволна 1 и световая волна 2. Каждая из волн описывается своей функцией, своей зависимостью от времени и координат в пространстве: $\Phi_1 = \Phi_1(\vec{r}, t)$, $\Phi_2 = \Phi_2(\vec{r}, t)$. Как и траектории частиц, волны «существуют» в привычном нам трехмерном пространстве.

В обоих классических примерах движение двух объектов описывается двумя функциями. Они могут быть скалярными, векторными или более сложными. Так, электромагнитная волна распространяется в виде двух векторов. И все же в классическом описании есть притягательная наглядность: нечто движется в трехмерном мире.

Описание движения двух квантовых частиц устроено совершенно иначе и лишено наглядности. К сожалению, у нас нет возможности привести аргументы. Ограничимся только констатацией – утверждениями без объяснений. «Устроено» описание совсем не так, как описание двух классических волн: Ψ -функция двух частиц – функция семи переменных. Переменные – дважды по три координаты (x_1, y_1, z_1 и x_2, y_2, z_2) и время t . Лучше сказать так: волновая функция двух частиц – функция двух трехмерных радиусов-векторов \vec{r}_1 и \vec{r}_2 и времени t , т.е. $\Psi = \Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2; t)$.

Для описания поведения N частиц приходится использовать пространство размерности $3N$. Его называют *конфигурационным пространством*.

Давайте в этом месте остановимся и задумаемся. Известные нам способы описания движения классических объектов можно рассматривать как абстракцию чувственных восприятий. Действительно, траектория – просто след трассирующей пули. Сложнее с электромагнитной волной. Трудно себе сейчас представить, но для создания Максвеллом электродинамики, как теоретического описания результатов Фарадея, ему понадобились какие-то теперь всеми забытые шестеренки. Но волна в трехмерном пространстве сама по себе – прекрасный образ, заставляющий вспомнить зрительно наблюдаемые волны на поверхности воды или на натянутом канате.

С Ψ -функцией совсем иначе. Прежде всего, она комплексна. А когда с помощью Ψ -функции надо описать движение N частиц, то приходится прибегнуть к $3N$ -мерному пространству. О какой абстракции чувственного восприятия можно говорить?! Невозможно себе представить четырехмерное пространство. Описать можно пространство любого числа измерений, а представить – нет. Похоже, квантовая механика оперирует более абстрактными понятиями, чем классическая физика, а Ψ -функция более «удалена» от объекта, который она описывает, чем величины, используемые в классической (неквантовой) физике.

Вернемся к одной частице, чтобы понять, как с помощью Ψ -функции можно получить информацию, допуская сравнение с экспериментом.

В классической механике состояние одной частицы описывается двумя векторами: радиусом-вектором \vec{r} и импульсом \vec{p} . Величины, характеризующие состояние, могут быть непосредственно измерены⁴. Задача теории (классической механики) указать, каковы значения \vec{r} и \vec{p} . Есть непосредственная возможность сравнить с экспериментом величины, определяющие состояние.

Состояние электромагнитной волны характеризуется значениями амплитуд волн электрического и магнитного полей в любой момент времени t . И они могут быть измерены. Можно измерить такие волновые характеристики, как частота и длина волны. Электромагнитная волна может быть полностью восстановлена, а результат можно сравнить с теорией.

Ψ -функция, несомненно, описывает *частицу*. Когда речь идет об электроны, то о частице (именно, как о частице!) многое хорошо известно: заряд, масса. Никто никогда не встречался с порцией заряда, меньшей заряда электрона. И масса и заряд электрона непосредственно измерены.

Состояние частицы в квантовой механике описывает Ψ -функция – это один из постулатов квантовой механики. Более того, слова *состояние* и Ψ -*функция* – синонимы. Согласившись с этим, мы имеем право задать такие вопросы:

Что конкретно мы знаем о частице, если нам известна ее Ψ -функция?

Какие величины, входящие в Ψ -функцию, можно сравнить с результатами опытов?

Нет приборов, с помощью которых можно непосредственно измерить Ψ -функцию. Нужен способ, позволяющий извлечь необходимую информацию. Каков он? Способ должен быть достаточно общим. Иначе с каждой новой задачей физику придется изобретать новый способ. В частности, именно этого и хотели избежать творцы квантовой механики.

Ответить на заданные вопросы помогут примеры, осмыслив которые мы сформулируем алгоритм, пригодный для любых задач.

Обратимся сначала к задаче о частице в потенциальной яме (мы об этом уже говорили). Пусть известно, что волновая функция частицы есть $\Psi_0 = A^s \cos kx$, а $kd = (1/2)\pi$, т.е. $n = 0$. Очевидно, энергия частицы в этом состоянии имеет значение $\epsilon_0^s = (\hbar^2/(2m))\pi^2/(4d^2)$. Если бы мы сумели измерить энергию частицы, отсчитанную от дна потенциальной ямы, то несомненно получили бы именно это значение. А если бы измерили частоту, излучаемую частицей при переходах из состояния с большей энергией в состояние с меньшей, то наверняка бы обнаружили, что квант энергии $\hbar\omega$ равен разности двух значений энергии из выписанных выше формул. Хотя обычно в реальных экспериментах с атомными и субатомными частицами имеют дело с большими коллективами частиц, в данном случае нет никаких сомнений, что каждый отдельный электрон в

⁴ Мы не останавливаемся на том, как происходит измерение. Измерение – сложная самостоятельная задача. Нам важно здесь подчеркнуть, что измерить координату и импульс частицы можно.

потенциальной яме будет иметь тот самый спектр значений энергии, который указан формулами (2). Эксперимент можно проводить со многими частицами или повторять много раз. Результаты (скажем, спектр излучения) будут тождественны.

А что еще известно о частице в потенциальной яме, доступное сравнению с экспериментом? Пожалуй, ничего. По крайней мере, пока... И скажем откровенно, в понимании Ψ -функции мы совсем не продвинулись. Ведь для того чтобы получить нужное значение энергии, и было сформулировано Шрёдингером уравнение для непонятно что из себя представляющей Ψ -функции.

Вернемся к постановке задачи о частице в яме. Теперь обратимся к первому из уравнений (1). Мы видим, что наша задача состоит в том, чтобы найти собственные функции оператора Гамильтона и его собственные значения. Формулы (2) решают эту задачу. Запомним этот факт в более абстрактной формулировке:

Когда Ψ -функция – собственная функция оператора физической величины, то собственное значение, соответствующее этой функции, это значение физической величины частицы, состояние которой – данная Ψ -функция.

Мы подчеркиваем этот факт вторично. Первый раз, когда вводили оператор импульса.

Теперь задумаемся над результатом той задачи, которую я предложил вам в виде упражнения, – о прохождении частицей потенциального барьера. По условию задачи волна, описывающая движение частицы, приближается слева к барьеру, частично отражается от него, а частично проходит через барьер и движется от него вправо. Таким образом, вне барьера есть три волны. Все они описывают движение частицы (частицы, а не частиц!) с определенным импульсом. Справа от барьера Ψ -функция описывает состояние частицы с импульсом, равным $\hbar k$, как и падающая на барьер волна. А вот Ψ -функция, отразившаяся от барьера, описывает частицу с импульсом $-\hbar k$. Можно ли проверить это странное утверждение? И да и нет.

Если направить *одну* частицу на барьер и попытаться обнаружить эту частицу за барьером летящей от него, то результат предсказать нельзя: иногда частица будет обнаружена, иногда не будет. То же самое – при попытке обнаружить частицу, отразившуюся от барьера: иногда будет обнаружена, иногда нет. При повторении эксперимента два-три раза никакая закономерность не проявится. А если повторять эксперимент многократно, закономерность начнет проявляться: чем больше амплитуда прошедшей волны, тем чаще будут обнаруживаться частицы справа от барьера; чем больше амплитуда отраженной волны, тем чаще будут зафиксированы частицы, отразившиеся от барьера.

Выше описан мысленный эксперимент. Но вот описание вполне реального опыта – дифракции электронов на кристалле. Вспомните – этот эксперимент служит (с опозданием, правда) несомненным доказательством предположения де Бройля.

Рассмотрим рассеяние электронов на кристаллической решетке внимательно, наблюдая за каждым элек-

троном. Обнаружение электрона, отразившегося от кристалла, проявляется в появлении на фотопластине маленького пятнышка. Размер пятнышка определяется величиной зерна фотопластинки. Чем зерно меньше, тем меньше пятнышко. Есть уверенность: имей мы пластинку с бесконечно малым зерном, мы убедились бы, что электрон обнаруживает себя во вполне *определенной точке* пространства. Положение точки случайно. При повторении опыта электрон – точка на пластинке – появляется то в одном случайном месте, то в другом. Ничего похожего на дифракцию.

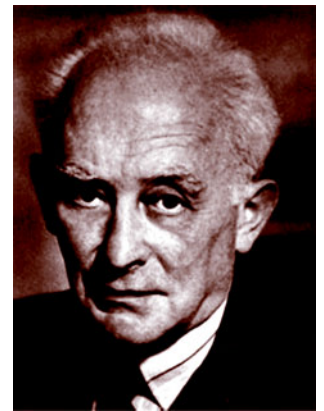
Наблюдая за отражением большого числа электронов (последовательно или одновременно – безразлично), убедимся: каждый отдельный электрон засвечивает фотопластинку в совершенно случайном месте, но при большом числе электронов, засветивших пластинку, вырисовывается дифракционная картина, на ней отчетливо различимы места скопления точек (туда попало много электронов) и места, куда электроны не попали вовсе. Дифракционная картина очень похожа на ту, которая наблюдается при рассеянии рентгеновских лучей.

Так же, как в случае прохождения частицы через потенциальный барьер, теория рассеяния электронов на кристалле строится путем решения уравнения Шрёдингера для *одного* электрона, но при этом правильно описывает результаты опыта со многими электронами. Мы начинаем понимать, что в Ψ -функции скрыта информация, относящаяся не к одному электрону, а к ансамблю электронов.

Макс Борн (1882–1970) в том же 1926 году, когда Эрвин Шрёдингер сформулировал свое уравнение, высказал идею о смысле волновой функции. Он понял, что величина $|\Psi|^2 dx$ определяет *вероятность* попадания частицы в состоянии $\Psi(x, t)$ в интервал dx между точками x и $x + dx$. Если Ψ -функция – функция радиуса-вектора \vec{r} , то $|\Psi(\vec{r})|^2 dV$ определяет вероятность попадания частицы в элемент объема $dV = dx dy dz$ вокруг точки с координатами x, y, z ; $|\Psi|^2$ – квадрат модуля комплексного числа Ψ , $|\Psi|^2 = \Psi * \Psi$, звездочка (*) означает комплексное сопряжение. Надо подчеркнуть, что для стационарных задач $|\Psi|^2 = |\psi|^2$ не зависит от времени.

Максу Борну принадлежат и другие фундаментальные работы по квантовой механике. В 1954 году он был удостоен Нобелевской премии по физике с простой и выразительной формулировкой: «За работы по квантовой механике».

В нашем изложении первое нетривиальное следствие идеи Борна – возможность определить константы A^s и A^a у волновых функций частицы в потенциальной



Макс Борн

яме. Условие их определения таково: вероятность обнаружить частицу в потенциальной яме должна быть равна единице. Ведь частица там есть! Нарисуем функции $|\Psi_n^s(x)|^2$ и $|\Psi_n^a(x)|^2$, а значения констант A^s и A^a выберем так, чтобы площадь под кривыми равнялась единице. Условие будет выполнено. В данном случае $A^s = A^a = \sqrt{1/d}$ для всех значений n . Напомним, что ширина потенциальной ямы равна $2d$.

Пытаясь проверить утверждение Борна о смысле Ψ -функции на примере частицы, находящейся в *определённом* состоянии внутри ямы, мы вынуждены были бы иметь дело с ансамблем тождественных объектов. Одинокое измерение, как и в случаях, рассмотренных раньше, дало бы совершенно случайный результат.

Описание волновой механики Шрёдингера мы начинали с рассмотрения свободной частицы, волновая функция которой – плоская волна. Но для плоской волны $|\Psi(\vec{r})|^2$ есть константа, т.е. вовсе не зависит от координаты. Это значит, что свободную частицу с равной вероятностью можно обнаружить в любой точке пространства. Напомним: импульс у нее имеет вполне определенное значение.

Соотношения неопределенностей

Создан строгий математический аппарат квантовой механики. Он хорошо разработан и позволяет решить (в принципе, конечно) любую задачу, которая относится к «ведомству» квантовой механики. Самое точное решение не позволяет выйти за пределы вероятностного, статистического подхода. Поэтому полученные в результате ответы, как правило, относятся к большому числу частиц, к ансамблям частиц, а не к отдельным изолированным частицам.

Еще один поясняющий пример. Предположим, мы хотим решить задачу о столкновении двух частиц. В нашем макроскопическом мире такое грустное событие, как столкновение (например, дорожное происшествие), может быть рассмотрено с любой степенью подробности. Каждый из нас знает, с какой дотошностью представители дорожной милиции изучают следы, чтобы нарисовать траектории столкнувшихся машин. В квантовой механике такой подход принципиально невозможен хотя бы потому, что микрочастица не движется по траектории. Ее движение описывается Ψ -функцией. Некоторые характеристики столкновения достоверны. Как правило, те, которые являются следствием законов сохранения энергии и импульса.

Описание столкновений в достоверных терминах называют *кинематическим* описанием. Кинематического описания столкновения недостаточно. Необходимо знать, как часто (или как редко) происходят столкновения. Квантовая теория дает возможность вычислить вероятность столкновения с тем или другим исходом, разрешенным кинематикой столкновения. Мерой вероятности служит величина размерности площади, именуемая *эффективным сечением рассеяния*. По величине этого сечения физики, занятые исследованием столкновений в мире микрочастиц, ясно представляют себе, имеют они дело с редким, трудно наблюда-

емым явлением или с явлением, легко доступным обнаружению.

Мы уже говорили, что когда Ψ -функция – собственная функция оператора физической величины, то собственное значение, соответствующее этой функции, есть значение данной физической величины. Позволяет ли квантовая механика выяснить, каковы будут результаты измерения физической величины в том случае, когда Ψ -функция не есть собственная функция оператора физической величины, которая нас интересует? Однозначный ответ получить нельзя. Но можно выяснить, какие значения будут получаться при измерении и с какой вероятностью.

Общее правило требует разложить Ψ -функцию по собственным функциям оператора той физической величины, значения которой мы измеряем.⁵ Квадрат модуля коэффициента при собственной функции, соответствующей определенному значению физической величины, пропорционален вероятности получить при измерении именно это значение физической величины.

Для определенности повторим сказанное на примере измерения импульса. Мы знаем, что из себя представляет оператор импульса и каковы собственные функции этого оператора (собственные функции оператора импульса – плоские волны). Какие значения импульса \vec{p} и с какими вероятностями мы получим при измерении импульса электрона, находящегося в потенциальной яме, или электрона в атоме водорода? Для получения ответа надо разложить Ψ -функцию по плоским волнам. Коэффициент разложения зависит от импульса \vec{p} , а квадрат его модуля пропорционален вероятности того, что измеренное значение окажется равным \vec{p} .

Один из фундаментальных результатов квантовой механики – выявление факта существования пар физических величин, которые не могут одновременно иметь точные значения. Естественно, обе они описывают движение одной частицы. Называют их *сопряженными величинами*. С одной парой мы уже встретились – это импульс и координата. Если частица имеет определенное значение импульса, то, как мы видели, ее координата полностью не определена. Существуют соотношения – *соотношения неопределенностей*, указывающие максимально возможную степень точности пары значений сопряженных величин. Сформулируем соотношение неопределенностей для x и p_x . Пару составляют проекции радиуса-вектора \vec{r} и импульса \vec{p} на одну ось. Знание вероятностей значений физических величин позволяет определить их средние значения. Обозначать средние значения будем и большими буквами и угловыми скобками (и так и так).

Пусть частица находится в каком-то состоянии, а X и P_x – средние значения ее координаты и проекции импульса. Мерой *неопределенностей* координаты x и

⁵ Разложение по собственным функциям напоминает разложение произвольного вектора \vec{A} в трехмерном пространстве по трем ортогональным ортам $\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3$: $\vec{A} = (A n_1) \vec{n}_1 + (A n_2) \vec{n}_2 + (A n_3) \vec{n}_3$. Роль ортов играют собственные функции. Важное свойство оператора любой физической величины состоит в том, что собственных функций всегда хватает для разложения.

проекции импульса p_x могут служить следующие *средние* величины:

$$\delta x = \sqrt{\langle (x - X)^2 \rangle}, \quad \delta p_x = \sqrt{\langle (p_x - P_x)^2 \rangle}.$$

Соотношение неопределенностей утверждает:

$$\delta x \delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (3)$$

Наименьшее, *непреодолимое* значение произведения неопределенностей равно $\hbar/2$.

Важное следствие соотношений неопределенностей – нулевые колебания, о которых мы упоминали. Если бы энергия осциллятора равнялась нулю, то это означало бы, что ее импульс и координата (оба) равны нулю, что невозможно. По той же причине в основном состоянии электрон в атоме водорода имеет конечную энергию. Объяснение многих характерных квантовых явлений основано именно на соотношениях неопределенностей.

Неравенство (3) вывел Вернер Гейзенберг в 1927 году. В том же году Нильс Бор сформулировал *принцип дополнительности*, согласно которому у *любой* физической величины есть дополнительная – компонента пары, которая не может быть точно определена вместе с ней. Соотношения неопределенностей (типа (3)) являются математическим выражением принципа дополнительности, который сыграл важную роль в понимании структуры квантовой механики.



Вернер Гейзенберг

Вероятностный, статистический характер предсказаний квантовой механики озадачивал и озадачивает многих. Очень трудно себе представить, что ответ на поставленный вопрос о поведении микрочастицы – ответ максимально возможной определенности – содержит лишь вероятность того, что произойдет, а не точное предсказание результата. Трудно привыкнуть к тому, что для экспериментальной проверки теории, построенной на основании уравнения, описывающего движение *одной* частицы, экспериментировать в большинстве случаев необходимо не с одной частицей, а с ансамблем частиц.

Дополнительность, статистический характер описания объектов микромира, как и отказ от наглядности, – все это с трудом преодолевалось не только рядовыми физиками, но и самими создателями квантовой механики.⁶ Тот факт, что решение многих задач

⁶ В статье 1953 года Макс Борн убеждает Эрвина Шрёдингера (!), что без использования теории вероятности при описании свойств атомных и субатомных частиц обойтись невозможно, а в некрологе 1961 года возвращается к этому вопросу. Очевидно, один из создателей квантовой механики ушел из жизни, так и не признав полностью «окончательность» ее структуры. То, что подобные сомнения не покидали Альберта Эйнштейна до конца жизни, я знал, а с точкой зрения Шрёдингера познакомился, когда писал эту статью.

квантовой механики не заканчивается решением ее фундаментальных уравнений, а требует «перевода» на язык, принятый в классической физике, и невозможен без использования статистического подхода, до настоящего времени у некоторых вызывает неудовлетворенность. Из-за этого до сих пор продолжают поиски улучшения аппарата квантовой механики. Попыток было много, но ни одна не была успешной.

Иногда можно прочесть, что квантовая механика противоречит принципу причинности, детерминизму. Обычно выражаются осторожнее – механическому детерминизму. Но и это не так. Согласно уравнению Шрёдингера, состояние развивается вполне детерминированно: изменение движения обусловлено действием сил, а реакция частицы и системы частиц никогда не опережает причину.

Большинство физиков-теоретиков считают нерелятивистскую квантовую механику идейно завершенной, логически безупречной наукой. На протяжении уже многих десятков лет она служит надежной основой понимания свойств не только атомов и молекул, но и разнообразных макроскопических систем: твердых тел, жидкостей, плазмы...

Как физика описывает явления, происходящие в природе, а также свойства макроскопических тел – отдельная серьезная тема. Нерелятивистская квантовая механика – одна из тех базовых наук, которые служат основой описания для других дисциплин. Как всякая математизированная наука, квантовая механика требует строгой постановки и применима отнюдь не ко всему на свете. К сожалению, на объектах материального мира нет каких-либо меток – указаний, какой теорией надо (можно) пользоваться при описании их свойств или при объяснении происходящих с ними явлений. Одно из важнейших качеств опытного физика – умение до понимания свойства и/или явления *почувствовать*, на базе какой теории надо искать понимание. На этом этапе возможны неожиданности. Накоплен огромный опыт и понято множество явлений и свойств на основе нерелятивистской квантовой механики. Она так зарекомендовала себя, что успешно используется даже в инженерной практике – при создании различных приборов и устройств.

Принцип соответствия

Если бы «сражения» революций естествознания нуждались в знаменах, то на знамени релятивистской революции красовалась бы скорость света c , а на знамени квантовой революции – постоянная Планка \hbar . Для перехода от новой механики Эйнштейна к старой классической механике Ньютона надо устремить скорость света к бесконечности. Фактически пренебрегают высокими степенями отношения v/c , где v – скорость частицы (тела).

От квантовой механики к механике Ньютона можно перейти, если приравнять \hbar нулю. Вот – пример. При $\hbar = 0$ исчезает туннельный эффект. Потенциальный барьер становится непрозрачным для частиц, если их энергия меньше его высоты. Решив ранее предложен-

ную мной задачу, вы в этом убедитесь. Так и должно быть по законам классической механики.

Но не всегда переход так прост. В выражении для дискретных уровней энергии электрона в атоме водорода постоянная Планка \hbar стоит в знаменателе. Нет возможности просто положить ее равной нулю. Рассмотрим этот случай подробнее.

Чтобы не возвращаться к началу статьи, выпишем еще раз формулу Бора:

$$E_n = -\frac{e^2}{2a_n} = -\frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

При классическом подходе электрон, движущийся вокруг протона, может иметь любую энергию $E < 0$ (напомним: потенциальную энергию на бесконечности мы выбрали равной нулю). При переходе к классическому пределу должна исчезнуть дискретность уровней, т.е. при произвольном n отношение

$$\frac{\Delta E}{|E|} = \frac{E_{n+1} - E_n}{|E_n|}$$

должно обратиться в ноль при $\hbar = 0$. Согласно формуле Бора, $\Delta E/E = (2n+1)/(n+1)^2$. Как перейти к пределу? Надо выразить n через E , а потом устремить \hbar к нулю. Нетрудно убедиться, что $\Delta E/|E|$ в пределе действительно обращается в ноль.

Обязательность предельного перехода от квантовой механики при $\hbar = 0$ к классической носит название *принципа соответствия*. Когда речь идет о соответствии формул, встречающиеся трудности чаще всего похожи на ту, которая возникла с формулой Бора, и легко преодолимы. Иногда приходится вспомнить, что формула описывает чисто квантовый эффект, а классической формулы нет вовсе, не с чем сравнивать.

Иногда принцип соответствия используют менее радикально – как метод вывода приближенных формул в условиях, когда действие $I \gg \hbar$. Тогда принцип соответствия используется для приближенного решения квантовой задачи. Слова «принцип соответствия» заменяют словами «квазиклассическое приближение». Используя квазиклассическое приближение, приравнивают классическое значение действия целому числу постоянных Планка: $I = n\hbar$, $n \gg 1$. Из равенства $I = n\hbar$ следует, что расстояние между соседними уровнями равно $\Delta E = \hbar\omega$, где в данном случае $\omega = 2\pi/T_{\text{кл}}$, а $T_{\text{кл}}$ – период движения частицы по классической траектории.

Квазиклассическое приближение часто весьма облегчает решение задач. Содержащуюся в волновой функции информацию формулируют в терминах классической физики. Без этого невозможно сравнение теории с экспериментом. Можно сказать иначе: квантовая механика не может обойтись без классической. Все это весьма осложняет «взаимоотношение» между квантовой механикой и классической. Аккуратный анализ предельного перехода от квантовой механики к классической – непростая задача, не будем на ней останавливаться.

Заключительные замечания

Заканчивается рассказ о том, как описывают свойства объектов микромира. Заглавие статьи по существу содержит не вопрос, а ответ: *свойства микрочастиц описывает квантовая механика*. Существуют разные способы построения квантовой механики. Мы избрали самый доступный для изложения вариант, так как он позволяет познакомиться с описанием движения объектов микромира, не привлекая *весь* математический аппарат квантовой теории. Много, правда, не объяснено, а лишь обозначено. Понять квантовую механику так, чтобы самому решать задачи, научно-популярной статьи недостаточно. Чтобы освоиться в квантовой механике, необходимо изучить весь ее математический аппарат, привыкнуть к нему. Последнее возможно, если использовать квантовую механику в своей практической деятельности.

Наибольшая трудность квантовой механики – непредставимость основного объекта, для описания которого она создана. Этот объект – *микрочастица*.

Что есть частица? Утверждение о корпускулярно-волновом дуализме, т.е. о корпускулярно-волновой двойственности, ничего не разъясняет. Как ни называй, но ведь частицы ведут себя по-разному: *то* как волны, *то* как частицы. И *представить* себе я этого не могу. Лев Давидович Ландау (1908–1968, Нобелевская премия 1962 г.) утверждал, что огромное достижение – понимать, не представляя. Можно сказать и так. Много раз я повторял это высказывание с некой гордостью за физиков и физику. Гордость, несомненно, звучит и в словах Ландау. Но в этот раз я неожиданно подумал: ведь можно иначе поставить ударение, признав, что нам *не хватает* воображения: «Понять можем, а *представить* – нет». Интуитивный этап творчества для большинства невозможен без наглядного образа. Решение каждой задачи – пример пусть иногда довольно примитивного, но все же творчества. И мы все знаем, как помогает наглядность. Может быть, я несколько преувеличиваю, но о себе я знаю это точно.

Непредставимость основных понятий заставляет создавать разнообразные наглядные образы. Атом изображают то в виде солнечной системы, рисуя орбиты, которых нет; то в виде атомного ядра, окруженного странно анизотропной атмосферой; а иногда просто в виде шарика. Одно изображение удобно в одном случае, другие – в других. Все картинки играют лишь вспомогательную роль. И все имеют мало общего с атомом, каков он есть, согласно квантовой механике. Атом – конструкция. Ядро и окружающие его электроны – его составные части. Если не вдаваться в подробности, не пытаться уточнять свои представления, то «картинка» сама возникает: ядро, окруженное электронами. А вот электрон я действительно не могу себе представить...

Я благодарен Льву Ильичу Розоноэру за несколько ценных замечаний. Они были учтены в окончательном тексте статьи.