

НАЧАЛО ПРИНЦИПИАЛЬНОЙ НАБЛЮДАЕМОСТИ В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ.

Г. А. Гамов, Ленинград.

Теория атома Н. Бора.

За время почти двенадцати лет со дня создания модели атома Н. Бора, квантовая механика развилась в весьма обширную систему.

Основными положениями ее являлись принцип адиабатической инвариантности и принцип соответствия. Несмотря, однако, на высоко развитую теорию квантования условно-периодических систем и теорию возмущений, оставались совершенно неясными основные требования целочисленности и характер квантовых перескоков. Кроме того, теория встречала непреодолимые трудности при переходе к инфинитным движениям. Гелий и сложный эффект Зеемана не поддавались обработке. В конце 1925 г. и начале 1926 г. почти одновременно появились две теории ¹⁾, на первый взгляд совершенно отличные друг от друга: матричная механика Гейзенберга (W. Heisenberg) ²⁾ и волновая механика Шредингера (E. Schrödinger) ³⁾.

Матричная механика
Гейзенберга.

Гейзенберг ⁴⁾ отказывается от построения модели атомных процессов и строит формальную теорию, подставляя в канонические уравнения движения системы, вместо координат и моментов, соответствующие матрицы. Последние представляют собою бесконечные таблицы величин, давно известные в чистой математике, со своеобразными правилами операций, не подчиняющиеся закону пермутативности умножения. Дискретность наблюдаемых спектральных частот кроется в характере самих матриц.

Волновая механика Шредингера.

Теория Шредингера ⁵⁾ также отказывается от описания движения материальных частиц (электронов), но заменяет их волнами некоего скалара-материи (Materieskalar), переходя по определенным рецептам от уравнения Гамильтона-Якоби обычной механики к некоторому уравнению второго порядка (уравнение Шредингера), аналогичному уравнениям колебания мембран, упругих пластин и т. п.

Существование дискретных состояний атома объясняется наличием ряда дискретных собственных колебаний (решений нашего дфф. уравнения второго порядка). Недостатком обеих теорий следует признать их формальный характер и отсутствие наглядной интерпретации в рамках наших обычных пространственно-временных пред-

¹⁾ См. Усп. Физич. Наук, т. VI, вып. 6; т. VII, вып. 1, стр. 25; т. VII, вып. 3—4, стр. 176.

²⁾ W. Heisenberg, ZS. f. Phys. 33, p. 879 (1925); Born-Jordan, ZS. f. Phys. 34, p. 858 (1925); Born-Jordan, Heisenberg, ZS. f. Phys. 35, p. 557 (1926).

³⁾ E. Schrödinger, Ann. d. Phys. 79, pp. 361, 489; 80, p. 437 (1926).

ставлений. С чисто формальной же стороны новые теории дали блестящие результаты. В связи с появившейся в последнее время теорией вращающегося электрона им удалось решить проблему гелия, сложную структуру спектральных линий и сложный эффект Зеемана. Вопрос об инфинитных движениях также нашел свое решение.

Связь между матричной и волновой механикой. Вскоре же после появления обеих новых теорий было показано¹⁾, что, несмотря на кажущуюся коренную разницу, теории эти математически тождественны. Величины, входящие в матрицы, представляют собой коэффициенты разложения в ряды соответствующих функций (координат, моментов и т. д.) по фундаментальным функциям проблемы.

Решение любой задачи можно перевести с языка матриц на язык волновой теории и обратно. В последнее время в большинстве работ по квантовой механике употребляются одновременно оба способа написания.

Возникает, однако, вопрос, какой из этих теорий следует приписывать физическое значение. Как представить себе, что координата точки представляется бесконечной таблицей величин? Что представляют собой волны в „координатном пространстве“, число измерений которого равно числу степеней свободы нашей системы? В какой связи стоит это с нашими обычными представлениями о движении материальных точек (электронов) в трехмерном пространстве? Ведь отдельный электрон существует — мы это знаем хотя бы из туманных фотографий Вильсона.

Волновая теория материи пыталась сконструировать электрон, построив так называемые волновые пакеты, т. е. найти такие решения уравнения Шредингера для задачи одного тела, которые обращались бы в нуль вне некоторой небольшой области пространства. Такой волновой пакет мог бы представлять собой электрон (электрическая плотность $|\psi|^2$ отлична от нуля лишь внутри электрона).

Оказалось, однако, что такие пакеты при движении расползаются, что и было решительным ударом для волновой теории материи.

В работах М. Борна²⁾ впервые была высказана мысль о статистическом характере волновой механики. Волны де-Бройля-Шредингера представляют собой волны вероятности соответствующих атомных процессов. Можно сказать, что атомные процессы регулируются лишь законами вероятности, но сама эта вероятность изменяется согласно неким точным законам³⁾.

Волновая механика позволяет решать лишь вопросы динамики собрания весьма большого числа атомов, и результаты ее имеют лишь статистический смысл. Распространению плоской волны де-Бройля относится поток параллельно двигающихся частиц (электронов). Если после прохождения этой волны через места, занятые совокупностью атомов (описываемых некоторой функцией Шредингера), происходит процесс дифракции и волна распадается на ряд плоских волн, идущих в различных направлениях, то это трактуется как рассеяние электронов вследствие столкновения с атомами. Интенсивность идущей в некотором направлении волны дает среднее число электронов, отскочивших в этом направлении, n -ый коэффициент решения уравнения Шредингера для атома определяет собой среднее число атомов из данной совокупности, находящихся в n -ом квантовом состоянии и т. д.

Формальное обоснование статистического толкования матричной механики дано в работе П. Иордана (P. Jordan)³⁾.

¹⁾ E. Schrödinger, Ann. d. Phys. 79, p. 734 (1926).

²⁾ M. Born, ZS. f. Phys. 38, p. 803 (1926); 40, p. 167 (1926).

³⁾ P. Jordan, ZS. f. Phys. 40, p. 809 (1927).

Поскольку новая квантовая механика ¹⁾ представляет собой лишь статистику атомных процессов, естественно, конечно, задать вопрос: каковы же законы элементарных явлений, следствиями которых являются наши статистические выводы. По данным результатам статистики нужно найти самые элементарные явления и точные законы, ими управляющие. Это до сих пор не сделано. Попытки построить атомную модель для новой квантовой механики не удаются. Но, может быть, такой модели и вовсе построить нельзя? Должна ли непременно теория, носящая статистический характер, базироваться на точных законах и моделях? Попытку решить вопрос именно в этом направлении и делает В. Гейзенберг в своей последней статье ²⁾.

Для последовательного проведения этого взгляда нужна глубокая критика наших представлений о материальной точке, ее координатах и скорости. Основную роль в этой критике играет вопрос о принципиальной наблюдаемости данной физической величины, сыгравший уже большую роль в построении теории относительности (принципиальная ненаблюдаемость абсолютного движения и одновременности).

Об элементарных процессах.

При построении физической теории обычно приходится оперировать с рядом элементарных процессов, например, движение электронов по эллипсам внутри атомов.

Эти элементарные процессы могут быть и не наблюдаемы экспериментально, но их наличие делается весьма вероятным ввиду согласия теории с опытом.

В последнее время экспериментаторы особенно заинтересовались элементарными процессами. Пути отдельных электронов, протонов, выбитых из атома при столкновении и пр. могут быть наблюдаемы в туманных фотографиях Вильсона. Работы Гейгера и Боте дают возможность отмечать элементарный акт рассеяния света („столкновение электрона с световым квантом“) при эффекте Комптона. Опыты Штерна и Герлаха с атомным пучком дают сведения о магнитном моменте атома.

Однако возникает вопрос: возможно ли довести это исследование до конца и наблюдать всю картину внутриатомных процессов, движения по орбитам, электронных скачков и пр., как она представляется мысленному взору современного физика.

О принципиальной наблюдаемости физических величин.

Здесь выходит на сцену понятие о принципиальной наблюдаемости физического явления или величины.

Определенная физическая величина называется принципиально наблюдаемой, если можно указать такой метод, может быть и невыполнимый при современном состоянии техники, но физически возможный, при помощи которого наша величина может быть измерена.

Принципиальная ненаблюдаемость одновременности и малая теория относительности.

Начало принципиальной наблюдаемости гласит: при построении физической теории можно пользоваться лишь величинами принципиально наблюдаемыми. Если в теории обнаруживается

присутствие принципиально не наблюдаемой величины, то теория должна быть перестроена на новых началах так, чтобы в новом виде она не содержала этой величины.

Принципиальная ненаблюдаемость одновременности и дала, как известно, Эйнштейну фундамент для критики наших представлений о пространстве и времени, приведшей к малой теории относительности, не содержащей понятия абсолютного времени.

¹⁾ Здесь выражение „новая квантовая механика“ нужно понимать как совокупность матричной и волновой механики в противовес „старой квантовой механике“ Бора.

²⁾ W. Heisenberg, ZS. f. Phys. 43, p. 172 (1927).

О принципиальной наблюдаемости внутриатомных процессов.

Обратимся к представлениям теории Бора с точки зрения нашего нового принципа. Можем ли мы указать такой мысленный, физически возможный метод, при помощи которого можно было бы определить координату и скорость движущегося электрона?

Определить положение электрона мы можем, осветив его и наблюдая под микроскопом, скорость же легко вычислить по Допплер-эффекту рассеянного электроном света. Предел точности в определении положения кладется длиной волны падающего света. Мы можем, однако, в принципе употреблять как угодно короткую волну (проникающая радиация!), построив „микроскоп для γ -лучей“, и добиться любой точности в определении координаты. Здесь нужно принять во внимание, однако, весьма важное явление — эффект Комптона. В момент рассеяния света электроном (т. е. в момент, для которого определяется координата), последний испытывает резкий скачек в скорости. Чем короче длина волны, тем больше этот скачек, вносящий неопределенность в величину скорости электрона.

Найдем соотношение между неопределенностью Δq в координате и неопределенностью Δp в механическом моменте электрона. Рассмотрим столкновение светового кванта с электроном (здесь мы будем пользоваться, для наглядности, гипотезой световых квантов, хотя вывод по существу может быть произведен совершенно фор-

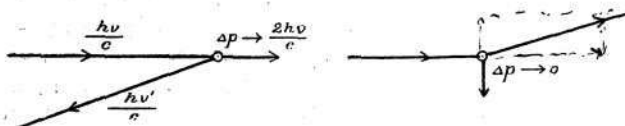


Рис. 1.

мально из основной формулы для эффекта Комптона). Два крайних возможных случая изображены на рис. 1. Пренебрегая изменением в частоте отраженного кванта, мы имеем, из закона сохранения количества движения, для первого случая:

$$\Delta p = \frac{2h\nu}{c} = \frac{2h}{\lambda},$$

для второго

$$\Delta p = 0.$$

Для других случаев будем иметь промежуточные значения. В среднем, принимая во внимание, что $\Delta q \sim \lambda$, получаем:

$$\Delta p \Delta q \sim h.$$

Если мы захотим изобразить состояние движения электрона в фазовом пространстве (pq) рис. 2, то мы сможем указать лишь некоторую площадку величины h , „внутри которой лежит искомая точка“.

То, что величина этой площадки в фазовом пространстве равняется h , тесно связано с разделением фазового пространства на клетки величины h в старой квантовой механике. Можно также показать, что это соотношение отвечает требованию:

$$pq - qp = \frac{h}{2\pi i} \mathbf{1} \quad (\Delta')$$

при статистическом толковании матричной механики по Иордану.

Такое же соотношение (Δ) получается и при другом методе определения координаты электрона, когда электрон сталкивается не со световым квантом, а с другим электроном. Таким образом мы видим, что одновременное значение координаты и

скорости электрона принципиально не может быть определено: увеличение точности в измерении координаты уменьшает точность в измерении скорости, и наоборот. Следовательно, в строгое изложение динамики атомных процессов (микро-механика) понятие о „паре сопряженных динамических координат точки“ (p, q) входить не должно, так же точно, как не входит в теорию относительности понятие об абсолютном времени. Волновая механика дает как раз такую систему. (До критики понятия о координатах Гейзенбергом волновая механика была так же непонятна, как преобразования Лоренца до критики понятия о пространстве и времени Эйнштейном.)

В волновой механике мы не можем построить понятие о координате и скорости вполне точно. Понятия эти могут быть получены лишь приближенно, причем характер неопределенности будет вполне соответствовать нашему соотношению Δ . Понятие о траектории, как о геометрической линии, падает. Этому не противоречит наличие туманных фотографий Вильсона, так как там мы имеем, строго говоря, не траекторию, а цилиндр весьма большого сечения,

указывающий лишь приближенно на „путь“ нашего электрона.

Заметим, что теория Шрёдингера не дает возможности точно предсказывать положение электрона через заданный промежуток времени. Мы получаем лишь результат статистического характера: такая-то вероятность, что он будет здесь, такая-то—что здесь и т. д.

Между тем, производя опыт, мы всегда точно найдем положение электрона. Принимая теорию Шрёдингера как окончательную, мы должны отказаться от детерминизма в области микро-процессов.

Этим переход к волновой механике отличается от перехода к теории относительности, где падение понятия о абсолютном времени не повлияло на закон причинности.

Перейдем к вопросу о наблюдаемости электронной орбиты

О принципиальной наблюдаемости электронных орбит в атоме.

в атоме.

„Электронные орбиты“ (N. Bohr) имеют размеры порядка 10^{-8} см. Следовательно, для точного определения орбиты необходимо освещать атом светом с длиной волны уже никак не больше этой величины (жесткие γ -лучи). Световой квант такой частоты, наскочивая на электрон в атоме, конечно, вышибает его за пределы атома. Таким образом, мы можем определить лишь одну точку на данной орбите. Уже определение этой одной точки разрушает атом и делает невозможным измерение следующих точек. Другое дело если мы имеем совокупность атомов в одинаковом квантовом состоянии (отделение атомов с определенным квантовым состоянием принципиально возможно по методу Штерна и Герлаха) и производим массовые измерения. Здесь мы получаем некоторую функцию координат, которая есть не что иное, как $|\psi_n|^2$ волновой механики и определяет, сказал бы приверженец старой теории, вероятность электрону находиться в данном месте.

Вопрос о расположении волновых пакетов получает здесь также простое толкование. Волновой пакет, с точки зрения старой механики, есть не что иное, как указание, что „по всей вероятности“ электрон лежит в занимаемой пакетом области, но точно места его нахождения мы не знаем. Скорость также не вполне определена. Поэтому, если через некоторый промежуток времени нас спросят о вероятном положении электрона, мы должны будем указать некоторую другую область, размером, как легко сообразить,

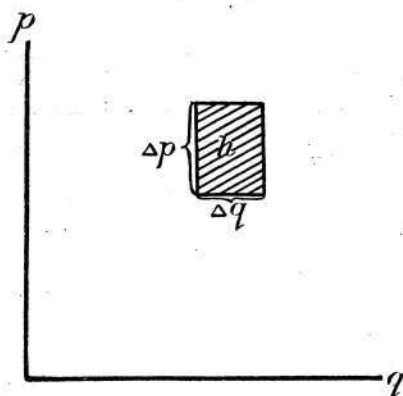


Рис. 2.

тем большую, чем больше прошло времени с момента первоначального измерения. После каждого нового измерения положения электрона, величина пакета сводится к начальной. В этом нет ничего удивительного, так как волновой пакет есть результат наших измерений.

Заключение.

Кратко резюмируя вышеизложенное, мы приходим к следующим результатам:

Новая квантовая механика не есть результат статистического описания пока неизвестных нам атомных моделей.

Построение модели атома на основе нашей обычной кинематики невозможно, так как при переходе к миру весьма малых величин многие кинематические понятия (напр., траектория) теряют смысл. Наши обычные представления о движении построены нами на основании опыта в крупном масштабе и ниоткуда не следует возможность (и необходимость) их экстраполяции в области атомных процессов.

Современная физика показывает, что подобная экстраполяция и не должна иметь места.

Кинематика и механика, описывающая движение в мире атомов, существенно отличается от нашей обычной механики; основные понятия и представления о движении здесь совсем иные. Лишь в случае движения весьма больших масс, эта микро-механика приближается в старой микро-механике, и мы получаем возможность строить понятие о координатах, скоростях, траекториях и т. п.

Анализ основ микро-механики далеко нельзя считать законченным.

Будущее покажет, суждено ли вышеизложенным идеям сделаться прочным достоянием физики.