



ГЛАВА 14

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА

Квантовая физика, отличающаяся от прежних теорий введением элементарного кванта действия h и определением состояний материальных систем через целые числа, существует как теория лишь с начала XX века (гл. 13). Но ее экспериментальные корни частично уходят далеко в XIX столетие. Измерения интенсивности теплового излучения, которые повлекли за собой переворот, были произведены лишь в последнем десятилетии прошлого века. Однако фотоэлектрический эффект, длины волн линейчатых и полосатых спектров, а также зависимость удельной теплоты тел от температуры были известны на несколько десятков лет раньше. Старая физика надеялась благодаря этим открытиям достигнуть своего завершения. Именно этим объясняется то, что Филипп Жолли (1809—1884) представил юноше Планку физику как по существу законченную науку, изучение которой, собственно, мало интересно. Но именно то, что было написано о линейчатых спектрах на основе прежней физики, не устояло перед критикой. Квантовая физика более или менее легко справилась с этими проблемами и объяснила, кроме того, еще многие новые экспериментальные факты.

Теория излучения Планка привлекла сначала мало внимания. Слишком нова была мысль о прерывных изменениях энергии. У многих его современников сомнения усиливались также тем, что значение элементарного электрического заряда, выведенное Планком из измерений излучения, было гораздо выше, чем большинство значений, полученных в то время путем пря-

мых измерений. Первый смелый шаг по пути дальнейшего развития идеи квантов сделал в 1905 г. А. Эйнштейн в своей теории фотоэлектрического эффекта.

Самое раннее указание на этот эффект было дано в 1887 г. Генрихом Герцем. Он заметил, что ультрафиолетовое излучение облегчает разряд, если оно попадает на искровой промежуток. Годом позже Вильгельм Гальвакс (1859—1922) установил, что причиной этого явления служит появление носителей электричества. В 1899 г. Филипп Ленард (1862—1947) показал, что они являются свободными электронами. Он же установил в 1902 г. две поразительные закономерности: существует нижний предел частоты света, до которого электроны не появляются и начиная с которого энергия освобожденных электронов возрастает с частотой; с другой стороны, энергия электронов независима от интенсивности света, интенсивность света определяет только число электронов, освобождающихся в единицу времени.

Эти факты, непонятные с точки зрения волновой теории света, точно соответствовали предсказаниям квантовой теории. Эйнштейн определил свет, как поток квантов света (фотонов), и приписал каждому кванту энергию $h\nu$; кроме того, он допустил, что каждый электрон освобождается при посредстве *одного* кванта. Здесь непосредственно происходит бомбардировка облучаемых тел квантами света. Если $h\nu$ меньше, чем работа, необходимая для освобождения электрона (работа выхода), то эффект не наступает; это значит, что со стороны больших длин волн существует предел, который зависит от облучаемого тела. Но если ν выше этого предела, то энергия освобожденного электрона равна энергии $h\nu$ фотона, уменьшенной на работу выхода электрона. Теория Эйнштейна так точно описала это явление, что Р. А. Милликен смог в 1916 г. из наблюдений частоты света и энергии фотоэлектронов дать верное определение значения h .

Исходя из тех же соображений, Эйнштейн установил в 1912 г. основной фотохимический закон, согласно

которому при всякой фотохимической реакции происходит сначала поглощение кванта света, а затем вызванное им превращение в *одном* атоме или молекуле. Этот закон также был признан правильным, после того как многие исследователи, особенно Эмиль Варбург (1846—1931) и Джемс Франк, благодаря большому трудолюбию и проницательности ясно установили побочные реакции и прочие усложнения, часто присоединявшиеся к описанному элементарному акту поглощения фотона, в силу чего число превращенных молекул становилось иногда меньше, а иногда в тысячи раз больше, чем это соответствует закону.

Явление, обратное фотоэлектрическому эффекту, заключается в возникновении излучения из-за захвата электрона атомом или молекулой. Если этот захват происходит в одном элементарном акте, то возникает фотон, энергия $h\nu$ которого равна кинетической энергии электрона (сложенной с величиной соответствующей работы выхода). При возникновении рентгеновских лучей в трубке Рентгена происходит как раз торможение электронов на антикатоде во многих элементарных актах. Но наибольшая возможная частота (или наименьшая возможная длина волны) всегда соответствует кинетической энергии электронов. Это утверждает открытый в 1915 г. В. Дюане и Ф. Л. Гунтом закон, определяющий границу спектра торможения со стороны коротких длин волн. В 1912 г. при открытии интерференции рентгеновских лучей этот закон еще не был известен, поэтому М. Лауэ должен был, согласно своей теории, ожидать гораздо больше точек интерференции, чем фактически оказалось, и ошибочно приписал их отсутствие селективным свойствам атомов кристалла. Согласно закону Дюане—Гунта фактически не оказалось волн короткой длины, которые должны были бы появиться в недосчитанных точках.

Еще яснее, пожалуй, обнаруживается реальность светового кванта в найденном в 1923 г. А. Х. Комптоном рассеянии рентгеновских лучей, поскольку при этом играет роль не только энергия светового кванта,

но и его импульс. Уже Рентген заметил, что эти лучи испытывают диффузное рассеяние во всех телах. Это рассеяние, отчасти происходящее с неизменной длиной волны, как это было давно известно в случае света, было одной из основных предпосылок успешности опытов по интерференции в кристаллах. Но Комптон показал, что наряду с этим появляется рассеяние с увеличенной длиной волны, иначе говоря, с уменьшенной частотой. Теория этого явления, развитая Комптоном и независимо от него П. Дебаем, является по существу применением законов сохранения энергии и импульса к взаимодействию между квантом света и свободным электроном. Квант света несет с собой определенные энергию и импульс. После удара часть энергии и импульса переходит к электрону, а квант летит дальше в другом направлении с уменьшенной энергией и, следовательно, уменьшенной частотой. Это представление подтвердилось во всех соответствующих опытах.

Однако мы зашли слишком далеко вперед и должны немного вернуться. В 1875 г. Генрих Фридрих Вебер (1842—1913) получил для удельной теплоты обеих модификаций углерода — алмаза и графита, а также для бора и кремния гораздо меньшие значения, чем это вытекает из закона Дюлонга — Пти (гл. 10). При этом он показал также, что при возрастании температуры эти значения все больше и больше приближаются к теоретическим значениям. Эйнштейн, который в качестве цюрихского студента слушал Вебера, дал в 1907 г. теорию этого явления. Согласно статистике Больцмана — Гиббса энергия гармонических осцилляторов является линейной функцией абсолютной температуры; поэтому удельная теплота системы, состоящей из подобных осцилляторов, остается постоянной. Но согласно статистике Планка энергия при падении температуры уменьшается гораздо быстрее и удельная теплота падает при низких температурах экспоненциально до нуля. Благодаря тому, что Эйнштейн приписал атомам твердых тел устойчивые положения покоя, вокруг которых они колеблются с определенной частотой, он

смог качественно объяснить наблюдаемое уменьшение удельной теплоты. В 1911 г. П. Дебай дополнил это представление: он приписал упругим собственным колебаниям твердого тела энергию, заданную Планком для осциллятора. Так получился знаменитый закон пропорциональности удельной молярной теплоты третьей степени температуры, который хорошо описывает факты при температуре, близкой к абсолютному нулю. Измерения В. Нернста и других подтвердили это впоследствии для многих тел.

Три важных открытия принес 1913 г. Во-первых, Дж. Франк и Г. Герц исследовали торможение электронов атомами газа при их соударениях; перенос энергии от ударившегося электрона на встреченный им атом происходит лишь в определенных дискретных количествах, зависящих от природы атома. Объяснение было очевидным: атомы имеют дискретные состояния энергии, точно так же, как это утверждал Планк для резонатора, но эти уровни энергии не равноотстоящие. Если атом будет возбужден, находясь в начальном состоянии, т. е. на самом низшем уровне, то электрон должен доставить ему разницу в энергии между самым высоким уровнем и основным; тогда электрон теряет точно это количество энергии. Те же исследователи показали также, что отнятая у электрона энергия зачастую испускается в виде светового кванта и что частота этого излучения вычисляется из равенства энергии кванта $h\nu$ и потерянной электроном энергии. В работах Франка и Герца нашла, таким образом, прямое экспериментальное подтверждение гипотеза о дискретных уровнях энергии.

Вторым большим экспериментальным открытием в течение 1913 г. было открытие расщепления спектральных линий водорода под действием электрического поля, обнаруженное Иоганном Штарком. Но большее значение, чем оба эти открытия, имело теоретическое открытие Нильсом Бором атомной модели, которая

представляет собой изменение модели Резерфорда путем введения квантовых условий. В то время как модель Резерфорда допускала для движения электрона вокруг атомного ядра непрерывный ряд траекторий, эти квантовые условия отобрали из них дискретный ряд круговых траекторий. Согласно обобщению А. Зоммерфельда (1916) допустимы также эллипсы. Квантовые условия гласили: фазовые интегралы для каждого дозволенного пути являются целыми кратными кванта действия h . Но так как с каждой орбитой связана также энергия движения, то тем самым получается теория дискретных уровней энергии. Если атом при испускании одного кванта переходит от более высокого уровня E_1 к более низкому уровню E_2 , то в соответствии с идеями, подтверждаемыми фотоэлектрическим эффектом, квант должен иметь частоту

$$\nu = \frac{E_1 - E_2}{h}. \quad (1)$$

Напротив, при поглощении одного кванта энергии $h\nu$ атом переходит от состояния E_2 к состоянию E_1 . Это, между прочим, мысль, которую уже в 1912 г. применил Дж. Дж. Томсон для объяснения характеристических K -, L -, M -излучений элементов. Так, по Бору, возникают линейчатые спектры.

Первую победу эта теория одержала после объяснения Бором спектра водорода. В 1885 г. Иоганн Якоб Бальмер (1825—1898) указал на пропорциональность частот линий, лежащих в видимой области, выражению $\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}$, причем m может принимать все значения ряда чисел 3, 4, 5, 6 и т. д. Теперь Бор нашел для своих круговых орбит (а Зоммерфельд также для допущенных им эллипсов) дискретные уровни энергии, пропорциональные $\frac{1}{m^2}$; коэффициент пропорциональности — универсальная постоянная. Следовательно, частоты, соответствующие переходам от одного из этих уровней к

другому, согласно соотношению (1) точно удовлетворяют формуле Бальмера. Коэффициент пропорциональности — константа Ридберга — получается в соответствии с очень точными измерениями Ф. Пашена (гл. 4). При этом оказалось, что первоначальная теория Зоммерфельда имеет то преимущество, что она для любого уровня энергии невозбужденного атома допускает несколько орбит. При возбуждении атома электрическим или магнитным полем различные орбиты первоначально единого уровня получают немного отличающиеся между собой значения энергии; уровень «расщепляется», и этому соответствует расщепление спектральных линий согласно приведенной формуле (1). Так стала возможной теория эффекта Штарка, которую дали еще в 1916 г. Карл Шварцшильд (1873—1916) и П. С. Эпштейн. В том же году Дебай и Зоммерфельд разработали теорию нормального эффекта Зеемана.

Если атомное ядро окружено более чем одним электроном, как это имеет место у всех элементов, за исключением водорода, ионизованного гелия и других многократно ионизованных атомов, то вычисление квантовых траекторий и уровней энергии удастся только с приближением. Но и тогда атомная модель Бора дает общую систематику линейчатых спектров, включая спектры, лежащие в области рентгеновских лучей. Благодаря квантовым условиям становится возможной также систематика полосатых спектров, испускаемых многоатомными молекулами. Экспериментальные факты, накопленные спектроскопистами в течение десятилетий, сделали возможным глубокое объяснение свойств электронных оболочек атомов в свете теории квантов.

Под руководством В. Косселя (1916) был открыт путь для понимания казавшейся ранее таинственной периодической системы химических элементов. В 1913 г. рентгеноскопия окончательно установила, что эта система представляет собой классификацию элементов соответственно возрастанию зарядов ядер. Но как объ-

яснить приблизительную периодичность химических свойств и спектральных линий? Этот вопрос совершенно висел в воздухе до 1925 г., когда С. Гоудсмит и Г. Е. Уленбек приписали на основе спектральных данных электрону магнитный момент и момент вращения, «спин», — две величины, тесно связанные с константой Планка. В том же году В. Паули установил «принцип исключения», утверждающий, что в электронной оболочке атома не существует двух электронов, которые имели бы одинаковые значения всех квантовых чисел. Исследование, шаг за шагом контролируемое спектральным наблюдением, показало, почему первые периоды системы содержат по 8 элементов, следующие по 16, затем по 32, почему, далее, каждый период начинается со щелочного металла и заканчивается благородным газом. Еще раз, таким образом, два совершенно различных круга идей — старый из химии и новый из квантовой теории — неожиданно встретились и естественно объединились.

Благодаря атомной модели Бора новый подъем испытала также теория магнетизма. Движение электронов по определенным орбитам возобновляло гипотезу Ампера о молекулярных токах (гл. 5). Теперь присоединилось еще указание величины момента каждого элементарного магнита. Это — целое кратное «магнетона Бора» — величины, опять-таки тесно связанной с константой Планка h . Правильность этого теоретического следствия подтвердили в 1921 г. В. Герлах и О. Штерн, изучая магнитное отклонение лучей атомов серебра, причем магнитный момент этих атомов оказался точно равным одному магнетону.

Теория Бора при всех своих больших и прочных успехах имела, однако, одну систематическую ошибку.

Она применяла классическую или релятивистскую механику для определения орбит электронов и после этого без всякой внутренней связи с этим определением изгоняла преобладающее большинство этих орбит, как не удовлетворяющих квантовым условиям. Более цельной и еще более успешно объясняющей спектры является основанная в 1924—1926 гг. волновая, или квантовая, механика, которая в последнее время совершенно вытеснила свою предшественницу.

Первый шаг сделал в 1924 г. Луи де Бройль. На основе теории относительности он сопоставил с каждым движением материальной точки волну, длина которой вычисляется из механического импульса частицы посредством константы Планка h . Совершенно из других соображений Э. Шредингер в 1926 г. установил для такой волны дифференциальное уравнение в частных производных, подобное волновому уравнению. Он показал, что из этого уравнения при подходящих граничных условиях можно вывести заключение о ряде дискретных значений энергии. Для атома водорода он получил те же уровни энергии, что и в теории Бора; его теория допускала, таким образом, также формулу Бальмера для спектра водорода. В 1925 г. Борн, Гейзенберг и Иордан создали квантовую механику, которая хотя и казалась вначале отличной от теории Шредингера, но все же была математически идентична с этой теорией, как это доказал Шредингер еще в 1926 г. Отношение между длиной волны и импульсом, установленное де Бройлем, входило также и в эту теорию.

Квантовая механика математически применяется с большим мастерством, но ее физическое содержание, по моему мнению, до сих пор не вполне ясно. Она опирается на результаты спектроскопии, значение которых особенно велико в связи с тем, что здесь в измерениях достигается совершенно необычная для физики точность, превосходящая даже точность знаменитых астрономических измерений. Для материальных волн имеется хотя менее точное, но зато более наглядное

доказательство. Как предположил В. Эльзасер в 1925 г. (гл. 12), электронные лучи, когда они падают на кристаллы, дают явления интерференции, подобные тем, которые наблюдаются в случае рентгеновских лучей. Это подтвердили в 1927 г. Дэвиссон и Джермер, а также Г. П. Томсон. Подобные опыты с диффракцией лучей атомов гелия, атомов и молекул водорода произвели в 1929 г. О. Штерн и в 1931 г. Т. Г. Джонсон. Все эти опыты количественно подтвердили формулу де Бройля.

Достижения этой теории накапливались очень быстро. Особенно поражающий успех она имела в применении к радиоактивному распаду при испускании α -лучей. Согласно этой теории существует «туннельный эффект», т. е. проникновение через потенциальный барьер частицы, энергия которой, согласно требованиям классической механики, недостаточна для перехода через него. Г. Гамов дал в 1928 г. объяснение испускания α -частиц, основанное на этом туннельном эффекте. Согласно теории Гамова атомное ядро окружено потенциальным барьером, но α -частицы имеют определенную вероятность его «перешагнуть». Эмпирически найденные Гейгером и Нэттолом соотношения между радиусом действия α -частиц и полупериодом распада (гл. 11) получили на основе теории Гамова удовлетворительное объяснение.

Наконец, историческое значение имела классическая работа В. Гейтлера и Ф. Лондона (1927) о молекуле водорода H_2 . В этом исследовании химическая связь между одинаковыми или подобными атомами была сведена к «энергии обмена». Представление об этой энергии, не имеющей аналога в прежней физике, является необходимым математическим следствием из волнового уравнения Шредингера. Посредством этого же понятия, примененного к электронной проводимости в металлах, Вернер Гейзенберг разрешил в 1928 г. старую загадку ферромагнетизма. Благодаря «явлению обмена» у железа, никеля и кобальта (но не у других металлов) магнитные моменты электронов оказываются

ориентированными параллельно, что и приводит к ферромагнетизму.

Дальнейшее развитие квантовой теории, например вопрос о совместимости волнового и корпускулярного представлений, в настоящее время не является еще исторически зрелым. Здесь мы подошли к границам нашего изложения.

Во всяком случае характерной чертой современной квантовой физики является то, что она не может ничего другого сказать о процессе, кроме вероятности его появления в определенный момент времени. Она вычисляет, например, вероятность освобождения электрона посредством света определенной интенсивности и частоты. Но установление причинной обусловленности лежит вне ее возможностей. Это та же черта, которую Швейдлер (гл. 11) заметил еще в радиоактивных превращениях, а позже Эйнштейн в поглощении и испускании света. Но законы сохранения энергии и количества движения имеют и в квантовой физике строгую значимость.

После 1900 г. в течение многих лет Планк стремился уничтожить пропасть между классической и квантовой физикой или хотя бы перебросить мост между ними. Он потерпел неудачу, но его усилия не были напрасными, так как доказали невозможность успеха таких попыток. Следствием этого является учение о «дополнительности», созданное в 1927 г. Нильсом Бором; речь идет о «дополнительности» старого корпускулярного представления об элементарных частицах и их волнового понимания в квантовой механике. В настоящее время к этому учению присоединились широкие круги физиков. Что покажет в этом отношении будущее — уже не является вопросом истории физики.

x дезрезу ставт 18 1 11 1 02 111
 . 6' 9 чисе II T
 K 9 .. T
 " 39