

## ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

530 145(09)

## ИЗ ПЕРВЫХ ЛЕТ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ \*)

*Густав Герц*

*От переводчика.* Помещенная ниже статья представляет собой перевод доклада Густава Герца, сделанного им 10 июля 1975 г. на торжественной научной конференции Академии наук ГДР, посвященной 275-летнему юбилею Академии \*\*).

Густав Герц принадлежал к блестящей плеяде немецких физиков первой четверти настоящего столетия, заложивших основы квантовой физики. Доклад Герца прежде всего интересен тем, что это воспоминания непосредственного «участника событий». Воспоминания эти написаны живо и просто. Они содержат много новых и мало известных подробностей и показывают, с какими трудностями экспериментального, а главное,— психологического, характера было связано для физиков того времени восприятие новых идей Планка и Бора.

Опыты Франка — Герца послужили экспериментальным обоснованием теории Бора о существовании в атоме дискретных стационарных энергетических состояний. Эти опыты ныне являются классическими и вошли во все учебники физики. Они принесли их авторам в 1925 г. Нобелевскую премию по физике.

Густав Герц родился 22 июля 1887 г. в Гамбурге; он был племянником выдающегося немецкого физика Генриха Герца. Закончив в 1906 г. реальную гимназию, Герц поступил в Гётtingенский университет, в котором он в течение двух семестров занимался математикой, слушал лекции крупнейших математиков — Гильберта, Карапедори и др. По тогдашнему обычаю Г. Герц продолжил свое образование в других университетах — в Мюнхене и Берлине. Здесь под влиянием Зоммерфельда, Дебая, Поля и др. у него возник интерес к физике. С 1913 г. Г. Герц — ассистент Берлинского университета, где и начались его совместные с Д. Франком работы по изучению соударений электронов с атомами. С 1921 по 1925 гг. Герц работал во вновь организованной физической лаборатории завода «Филиппс» в Голландии и с 1925 по 1927 гг. — профессором физики в университете в Галле.

С 1927 по 1935 гг. Г. Герц — профессор физики Берлинской Высшей технической школы. Здесь ему удалось впервые произвести разделение изотопов неона и водорода, что явилось крупнейшим научно-техническим достижением. Характерно, однако, для того времени, что эти работы привели к конфликту с ректором, который считал, что они не представляют интереса для технической школы и студентов следует учить чему-либо, имеющему практическое значение. Впоследствии Герц писал: «... Я вспоминаю беседу с одним из моих коллег, в которой я поставил вопрос, имею ли я право в институте Технической школы работать над разделением изотопов, о котором можно с уверенностью сказать, что этот предмет никогда не получит технического значения». Герц пишет далее, что он не мог тогда предполагать, что пройдет совсем немного лет и практическое значение разделения изотопов получит общее признание. Он заканчивает весьма характерным для него, как писал в 1975 г. президент Академии наук ГДР Г. Кларе, высказыванием: «... Я не сомневаюсь, что и сегодня тесное взаимодействие между фундаментальными исследованиями и техническими разработками имеет большое обобщенное значение. Такое взаимодействие ныне затруднено из-за того, что фундаментальные и технические исследования зачастую проводятся в различных, тер-

\*) G. Hertz, Aus den Anfangsjahren der Quantenphysik, Sitzungber. Akad. der Wissenschaften DDR, Math.-Naturwiss.-Techn., Jg. 1975, Nr. 15 N. 17 (1976). Перевод С. Л. Мандельштама.

\*\*) На этом же заседании выступил с докладом «Процессы развития Вселенной» В. А. Амбарцумян.

© Akademie-Verlag, Berlin, 1976.

© Перевод на русский язык,  
Главная редакция физико-математической  
литературы издательства «Наука»,  
«Успехи физических наук», 1977 г.

риториально разделенных институтах. По моему опыту, личный контакт между исследователями, работающими в обеих этих областях, — одна из наиболее действенных форм обмена идеями».

В 1934 г., отказавшись подписать требовавшееся от работников высшей школы заявление о лояльности Гитлеру, Г. Герц был вынужден оставить свою должность. С 1935 по 1945 гг. он директор исследовательской лаборатории завода Сименса в Берлине. С 1945 по 1954 г. Г. Герц работал в Советском Союзе, где заслужил всеобщее уважение своих коллег; в 1951 г. ему была присуждена Государственная премия СССР. В 1954 г. Г. Герц переехал в ГДР и до 1962 г. был директором Физического института и профессором физики Университета им. Карла Маркса в Лейпциге. В 1955 г. ему была присуждена Национальная премия I класса. Г. Герц был действительным членом Академии наук ГДР и многих научных обществ; с 1958 г. он являлся иностранным членом Академии наук СССР \*).

Публикуемый доклад Г. Герца был его последним публичным выступлением. По словам очевидцев, переполненный Зал конгрессов в Берлине встретил этот доклад овацией, которая редко выпадает на долю ученого.

30 октября 1975 г. Г. Герц скончался. На совместном заседании Академии наук и Физического общества ГДР, посвященном его памяти, 18 декабря 1975 г. в Берлине от имени Академии наук СССР выступил акад. В. А. Амбарцумян, которого соединяла с Г. Герцем искренняя дружба и глубокое взаимное уважение.

Труды и личность Г. Герца навсегда останутся в памяти физиков.

Юбилейный год нашей Академии является в то же время памятным годом особого значения для физиков. Прошло 75 лет с того времени, когда Макс Планк ввел гипотезу квантов энергии и этим положил начало развитию, которое на протяжении нескольких десятилетий полностью изменило лицо физики.

Для физиков сегодняшнего поколения почти невозможно перенестись в то время. Поэтому я хотел бы попробовать описать начало этого развития с точки зрения физика, который в эти решавшие годы сам принимал в нем участие.

Мы начнем с 1890 г. К этому времени построение классической физики в основном было завершено после того, как Генрих Герц, за три года до этого обнаружив электромагнитные волны, окончательно разрешил спор между старой теорией дальнодействия и максвелловской теорией близкодействия в пользу этой последней. Ядром теоретической физики была механика, развитая математически до высокой степени совершенства. Подобно механике вся классическая физика основывалась на представлении о непрерывности изменения всех физических величин. В соответствии с этим общие физические законы формулировались в виде дифференциальных уравнений, т. е. в виде соотношений между самыми физическими величинами и их пространственными и временными производными. В качестве примеров можно указать на основные уравнения гидродинамики, с помощью которых можно определить все возможные движения в жидкости, или уравнения электродинамики Максвелла. Константы, входящие в эти дифференциальные уравнения, как, например, плотность и сжимаемость жидкости или проводимость металла, характеризуют свойства вещества, в котором происходят данные процессы. Эти константы, величина которых могла быть определена экспериментально, рассматривались как заданные природой. О возможности их вычисления, исходя из атомного строения вещества, в то время нельзя было и думать.

Существовало, однако, одно исключение, весьма важное для дальнейшего развития, а именно, кинетическая теория газов. Исходя из установления эквивалентности тепловой и кинетической энергий, А. Крониг и Р. Клаузус уже в 1856—1857 гг. развили основы этой теории. Они приняли, что между молекулами газа нет действующих на расстоянии сил, поэтому молекулы движутся в пространстве прямолинейно и только

\*.) Я приношу свою благодарность проф. И. Герцу за предоставление биографических сведений о его отце.]

при соударениях с другими молекулами обмениваются с ними энергией и импульсом. Температура определяется как мера средней кинетической энергии молекулы, давление — как импульс, передаваемый стенкам соударяющимися с ними молекулами. В расширенной Максвеллом форме теория не только объясняла термические свойства идеального газа, но и выходила за эти пределы, давая объяснения ранее непонятным явлениям внутреннего трения, диффузии и теплопроводности. Определяющим фактором для этих трех явлений оказалась средняя длина пути, пролетаемого молекулой между двумя столкновениями. Эта средняя длина свободного пути может быть рассчитана из результатов измерений. Из полученных таким образом значений средней длины пути, с одной стороны, и плотности газа в сжатом состоянии, с другой, И. Лошmidt в 1865 г. смог впервые, приблизительно правильно, определить радиус молекул и число молекул в моле.

Успехи кинетической теории были настолько велики, что вряд ли можно было сомневаться в правильности представлений, положенных в ее основу. Однако в здании классической теоретической физики образовалось в двояком смысле чужеродное тело. С одной стороны, введенное в физику атомистическое представление противоречило существовавшему до тех пор представлению о газе как о непрерывной среде. С другой стороны, толкование давления и температуры как статистических средних значений было трудно привести в соответствие с существовавшим представлением о них как о вполне определенных величинах, могущих быть измеренными с любой точностью. Поэтому еще на рубеже столетия такие выдающиеся ученые как Э. Мах и В. Оствальд, исходя из своих позитивистских представлений, ни в коей мере не считали доказанной реальность существования атомов. Только созданная в 1904 г. М. фон Смолуховским и развитая дальше А. Эйнштейном теория термодинамических флуктуаций, в особенности в применении к броуновскому движению молекул, убедила последних сомневающихся. Настолько непосредственно было доказательство статистического характера наблюдающихся здесь явлений.

Об атоме, построенном из меньших составных частей, еще не думали, ибо тогда еще не знали меньших частиц. Действительно, электрон как самостоятельная заряженная частица был открыт только в 1897 г., т. е. всего за три года до кванта действия Планка \*). История открытия электрона интересный пример того, как ошибочное толкование эксперимента может на много лет задержать развитие науки. Эксперимент, о котором здесь идет речь — попытка Генриха Герца в 1883 г. обнаружить электрическое отклонение катодных лучей. Катодные лучи к этому времени были известны уже более 20 лет, однако относительно их природы оставалась еще много не ясного. Сильное отклонение, которое катодные лучи испытывали в магнитном поле, заставляло рассматривать их как пучок отрицательно заряженных частиц, каковыми они в действительности и являются. Такой пучок заряженных частиц должен также отклоняться и в электрическом поле, и Герц попытался экспериментально обнаружить это электрическое отклонение. Результат, однако, был полностью отрицательным. Сегодня мы знаем, как себя ведет ионизованный газ при низком давлении, и понимаем, как объяснить этот вводящий в заблуждение результат. Вакуум был недостаточно высок и поэтому было невозможно создать в газе, ионизованном катодными лучами, достаточно сильное электрическое поле. Только через 14 лет Дж. Дж. Томсону удалось в безу-

\*) Подробное изложение истории открытия электрона имеется в статье В. Герлаха «К предыстории атомистики: изучение катодных лучей в период от 1893 до 1899 гг.» (*Nova Acta Leopoldina*, N.E. 27, 265 (1963)).

пречных условиях эксперимента измерить электрическое и магнитное отклонения катодных лучей и отсюда определить отношение заряда к массе электрона, тем самым доказав его существование. В течение этого времени природа катодных лучей продолжала оставаться невыясненной. В частности, Гельмгольц рассматривал возможность того, что это продольные колебания светового эфира. Примечательно, что и Рентген еще был в полном неведении о природе катодных лучей, когда он в 1895 г. открыл лучи, названные его именем.

Одновременно с открытием электрона как свободной частицы, 1897 г. принес еще один результат, чрезвычайно важный для последующего развития атомной физики. В предыдущем году П. Зееман открыл названный его именем эффект: расщепление спектральных линий в результате действия на атом магнитного поля. Незадолго до этого Г. А. Лоренц в своей электронной теории объяснил дисперсию света в прозрачных телах наличием способных колебаться заряженных частиц, причем вопрос о природе этих частиц оставался открытым. После того как стало известно открытие Зеемана, Лоренц исследовал влияние магнитного поля на движение и, следовательно, излучение упруго связанный заряженной частицы. При этом ему удалось не только объяснить наблюдения Зеемана во всех существенных деталях, но и вычислить по расщеплению, измеренному Зееманом, отношение заряда к массе заряженной частицы, колеблющейся в атоме \*). Хотя полученная таким образом величина оказалась очень близкой к определенной Томсоном для частиц катодных лучей, только через год А. Шустером было в первый раз высказано предположение, что в обоих случаях речь идет об одном типе частиц. Этим электрон был открыт вторично, на этот раз в качестве связанного электрона, составной части атома. Одновременно этим было показано, что колебания таких связанных электронов являются причиной излучения характерных для атома спектральных линий.

После того, когда таким образом к концу столетия стало ясно, что электрон является составной частью атома, можно было поставить вопрос о строении атома и о природе сил, действующих между его частями. Электроны, излучающий спектральную линию, т. е. свет определенной частоты, согласно представлениям классической физики должен колебаться с этой постоянной частотой. Это означает, что электрон находится под воздействием квазиупругой силы, величина которой пропорциональна отклонению электрона из положения равновесия. Так как сила, действующая между электрически заряженными частицами, обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними, объяснить эту квазиупругую силу чисто электрическими силами первоначально было весьма затруднительно. Возможное решение этой проблемы дала модель атома, предложенная в 1903 г. Дж. Дж. Томсоном и названная его именем. Атом состоит из шарообразного положительного пространственного заряда, внутри которого свободно движется электрон. В таком случае согласно законам электростатики на электрон действует сила, направленная к центру и пропорциональная его отклонению. Однако в такой модели могло быть объяснено излучение лишь одной спектральной линии. Попытка объяснить излучение реальных атомов, состоящее из нескольких спектральных линий, движением нескольких электронов в области положительного пространственного заряда не привела к успеху. Значение томсоновской модели заключается в том, что здесь впервые была сделана попытка объяс-

\*) В первом сообщении Зеемана (31 октября—28 ноября 1896 г.) было неправильно определено направление вращения в поляризованных по кругу компонентах, и он приписал заряду колеблющейся частицы знак плюс; однако уже в сообщении от 29 мая Зееман исправил свою ошибку. (Прим. перев.)

нить свойства атомов движением содержащихся в них электронов под воздействием чисто электрических сил.

К совсем другим представлениям о строении атома пришел примерно в то же время П. Ленард, исходя из результатов опытов по рассеянию и поглощению катодных лучей. Уже Генрих Герц обнаружил, что быстрые катодные лучи проходят насквозь через тонкие металлические фольги. Это явление было использовано Ленардом, чтобы выпускать в воздух через тонкое окошко, названное его именем, катодные лучи из разрядной трубы. Это дало ему возможность изучать распространение катодных лучей в газах. Совершенно неожиданно оказалось, что быстрые катодные лучи при их прохождении через молекулы газа встречают значительно меньшее препятствие, чем можно было ожидать, исходя из размеров молекул, известных из кинетической теории газов. Для того чтобы объяснить свои результаты, Ленард должен был принять, что почти весь объем атома не заполнен и быстрые электроны проходят его беспрепятственно, масса же атома сосредоточена в очень небольшой части его объема. На основе этих представлений Ленард создал так называемую динамиду модель атома. В этой модели атом состоит из некоторого числа силовых центров, названных «динамидами», которые занимают крайне небольшое пространство, однако являются носителями всей массы атома и ответственны за его взаимодействие с другими частицами и излучением. Чтобы согласовать свои наблюдения для различных газов, Ленард принял число динамид в атоме примерно пропорциональным атомному весу. Хотя представления Ленарда не оправдались, экспериментальное доказательство крайне малой заполненности объема атома представляло значительный шаг вперед.

Следующий, и решающий, шаг сделал Э. Резерфорд в 1911 г. За истекшее время благодаря новым открытиям, таким как рентгеновские лучи и радиоактивность, физическая сцена значительно расширилась. При этом открылись совершенно новые возможности для экспериментальных исследований;  $\alpha$ -частицы, дважды положительно заряженные атомы гелия обладали настолько большой энергией, что сделали возможным изучение действия единичного атома и таким образом позволили считать атомы. Это и сделал Резерфорд при исследованиях рассеяния  $\alpha$ -частиц. Его экспериментальная установка была чрезвычайно проста. Он бомбардировал пучком  $\alpha$ -частиц металлическую фольгу и наблюдал пространственное распределение  $\alpha$ -частиц, вылетающих из фольги. Для счета этих частиц Резерфорд использовал хотя и слабые, но все же видимые с помощью лупы световые вспышки, которые отдельные частицы вызывали на флуоресцирующем экране. Результаты ирежде всего подтвердили наблюдения Ленарда о крайне малом заполнении объема атома: большая часть  $\alpha$ -частиц проходила металлическую фольгу без заметного отклонения. Более того, по распределению отклонений небольшого количества сильно отклоняющихся частиц Резерфорд смог сделать заключение о причине этого отклонения, т. е. об электрическом поле внутри атома. Полученное распределение отклонений полностью объяснялось кулоновским полем одного, практически точечного положительного заряда, находящегося в центре атома. Это привело Резерфорда к представлению об очень малом, положительно заряженном атомном ядре, в котором сконцентрирована почти вся масса атома. Ядро дополнялось обращающимся вокруг него электронами, число которых равнялось числу положительных элементарных зарядов ядра. Влияние электронов на рассеяние  $\alpha$ -частиц исчезающее мало, так как их масса почти в 8000 раз меньше массы  $\alpha$ -частицы и, следовательно, в соответствии с законом сохранения количества движения им могла быть передана лишь очень незначительная часть энергии.

Все это развитие происходило еще строго в рамках представлений классической физики. Однако в модели атома Резерфорда были достигнуты границы. Хотя Резерфорд рассчитывал отклонение  $\alpha$ -частиц в поле заряда ядра по законам классической механики, предположение об электронах, вращающихся вокруг ядра без излучения энергии и без в конечном счете падения на ядро, полностью противоречило классической электродинамике.

Разрешение этого противоречия принесла квантовая теория. Это, однако, ни в коем случае нельзя понимать так, что квантовая теория, как законченная теория, должна была только быть применена к модели атома. Квантовая теория сама делала свои первые шаги и только в применении к проблеме строения атома она развилась в законченную и непротиворечивую дисциплину. Исходным пунктом этого развития была, как известно, гипотеза квантов, выдвинутая Максом Планком в 1900 г.

Незадолго до этого Планку удалось полуэмпирическим путем найти закон распределения энергии в спектре теплового излучения черного тела. При попытке теоретически обосновать этот закон Планк убедился в том, что эта задача возможна только с помощью метода статистической физики. Он рассмотрел пустую полость с отражающими стенками, внутри которой помещено множество электрических осцилляторов с различными частотами колебаний, находящихся в статистическом равновесии с тепловым излучением, соответствующим данной температуре. Следуя Больцману, Планк определил состояние теплового равновесия как состояние, обладающее наибольшей статистической вероятностью. Вероятность реализации определенного состояния естественно зависит от того, сколько и какие состояния вообще возможны, и здесь его ждала неожиданность. Для того чтобы получить правильную форму закона излучения, следовало допустить, как возможные, только некоторые определенные состояния: такие, для которых энергия каждого отдельного осциллятора составляла целое число порций  $hv$ , где  $v$  — частота данного осциллятора, а  $h$  — универсальная константа. Величину  $h$  можно было определить из результатов измерений излучения. Предположение о том, что способные колебаться структуры могут поглощать или отдавать энергию только квантами величиной  $hv$ , называют квантовой гипотезой Планка. Сам Планк в течение долгого времени сопротивлялся этому представлению и пытался обойтись менее радикальными отклонениями от классической физики. Работа Планка сначала не имела существенного отзыва. Только пять лет спустя А. Эйнштейн в расширенной форме обратился к идеи Планка в своей теории фотоэффекта. Было давно известно, что ультрафиолетовый свет при воздействии на металлическую поверхность способен вырывать из нее электроны. Экспериментальное исследование этого явления привело к двум выводам; для каждого металла существует граничная частота, такая, что для этого металла вырывание электронов происходит только, если частота света больше этой граничной частоты. Скорость вылетающих электронов не зависит от интенсивности падающего света и определяется только его частотой, увеличиваясь с увеличением частоты. Это непонятное с точки зрения классической физики явление Эйнштейн объяснил весьма простым способом, предложив, что свет может отдавать свою энергию содержащимся в металле электронам только квантами с величиной  $hv$ . Энергия вылетающего электрона тогда равна сообщенной ему энергии, за вычетом работы выхода  $A$ , необходимой, чтобы высвободить электрон из металла:

$$\frac{mv^2}{2} = hv - A.$$

В этом случае, действительно, энергия вылетающего электрона определяется только частотой падающего света. Находит себе объяснение и существование граничной частоты — она равна работе выхода, деленной на константу Планка.

Эйнштейн, приписав квантовую структуру самому световому излучению и высказав гипотезу световых квантов, вышел за пределы гипотезы Планка \*).

В противоположность статистическому характеру рассмотрения теплового излучения Планком, Эйнштейн рассматривал фотоэффект как взаимодействие между отдельным световым квантами и отдельным электроном. Если это представление было правильно, то явление фотоэффекта убедительно доказывало, что для описания подобного взаимодействия на атомном уровне классическая электродинамика недостаточна и должна быть заменена квантовыми законами.

Дальнейшую твердую опору квантовые идеи нашли в предложенном в 1907 г. Эйнштейном и в дальнейшем проведенном Дебаем рассмотрении на основе гипотезы Планка удельной теплоемкости твердых тел. По законам статистической механики эта последняя не должна была зависеть от температуры, в действительности, однако, теплоемкость всех веществ при достаточно низкой температуре сильно уменьшается. Эйнштейн указал на то, что тепловое движение атомов в твердых телах является колебательным движением и, согласно Планку, возможные значения энергии атомов могут быть лишь кратными величине  $hv$ , где  $v$  — частота данного колебания. Разработанная Дебаем в 1911 г. на этой основе теория действительно полностью объяснила наблюдавшееся явление.

Этим были заложены предпосылки знаменитых работ, в которых Н. Бор в 1913 г. применил квантовую теорию к модели атома Резерфорда. Он исходил при этом из основной идеи Планка, что для электрического осциллятора существует ряд дискретных состояний, значения энергии которых различаются друг от друга на величину  $hv$  и что излучение или поглощение света сопровождается переходом осциллятора из одного из этих состояний в другое. Бор принял, что аналогичным образом и для электрона, обращающегося вокруг положительно заряженного ядра, существует ряд стационарных состояний, в которых он может находиться, не излучая. Излучение же спектральной линии происходит при переходе из одного стационарного состояния в другое. При этом частота излученного света, в согласии с эйнштейновской гипотезой световых квантов, определяется из условия, что излученный квант  $hv$  равен разности энергий обоих состояний, между которыми произошел переход.

В пользу правильности этого предположения говорили результаты, полученные ранее спектроскопистами при измерении и анализе большого числа линейчатых спектров: вся совокупность спектральных линий каждого элемента может быть сведена к системе величин, так называемым термам, таким образом, что волновое число каждой спектральной линии равно разности двух термов:

$$\frac{1}{\lambda} = T_m - T_n;$$

здесь  $\lambda$  — длина волны спектральной линии,  $T_m$  и  $T_n$  — относящиеся сюда термы. Чтобы выяснить смысл термов в представлениях Бора, умно-

\* ) Сам Планк не был согласен с этим развитием своей гипотезы. В составленном Планком в 1913 г. представлении об избрании Эйнштейна в Берлинскую Академию содержатся следующие слова: «То, что он в своих рассуждениях (Spekulationen) подчас стрелял мимо цели, как это было, например, с его гипотезой световых квантов, не следует ставить ему в упрек, ибо, не идя на риск, даже в области точных наук нельзя сделать ничего действительно нового».

жим обе части равенства на  $hc$  ( $h$  — константа Планка,  $c$  — скорость света); при этом получим

$$h\nu = hcT_m - hcT_n.$$

При переходе атома из одного стационарного состояния в другое с излучением света частоты  $\nu$   $h\nu$  есть излученный световой квант, т. е. изменение энергии атома. Следовательно,  $hcT_n$  и  $hcT_m$  есть значения энергии атома в обоих состояниях — соответственно перед этим переходом и после него. Таким образом, в теории Бора термы получают новый смысл: это есть

деленные на величину  $hc$  значения энергии атома в его различных стационарных состояниях.

Мы рассмотрим, следуя Бору, сначала наиболее простой случай — атом водорода, который согласно Резерфорду состоит из однократно положительно заряженного ядра и одного врачащегося вокруг ядра электрона. Его спектр может быть сведён к простому ряду термов — волновые числа всех спектральных линий могут быть с большой точностью выражены одним соотношением:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2},$$

где  $R$  — константа, называемая константой Ридберга,  $m$  и  $n$  — целые числа, причем  $n > m$ . Смысл этих соотношений в теории Бора ясен из гра-

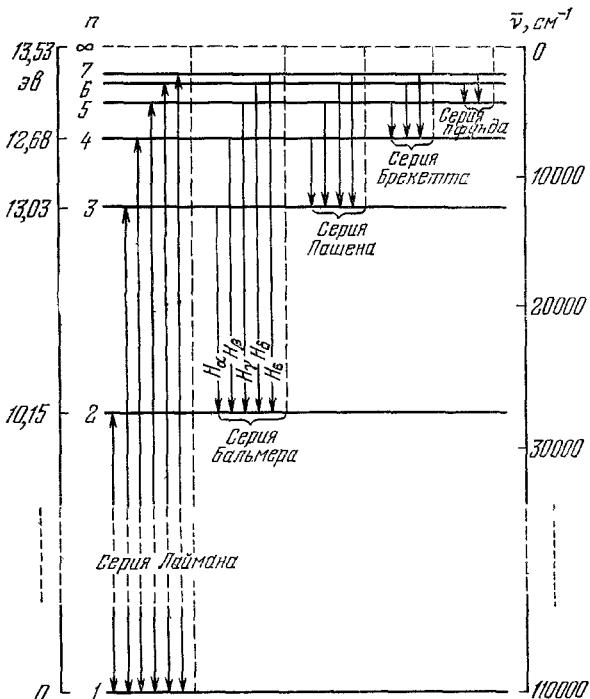


Рис. 1. Схема термов спектра водорода.

фического представления, изображенного на рисунке. На горизонтальной оси нанесены термы  $R/n^2$  сверху вниз. Горизонтальные линии соответствуют величинам отдельных термов, представляя таким образом по Бору энергетические уровни атома водорода в его стационарных состояниях. Вертикальные стрелки означают возможные переходы, при этом длина каждой стрелки пропорциональна волновому числу спектральной линии, излучаемой при данном переходе. Нижний уровень, с  $n = 1$ , соответствует состоянию атома с наименьшей энергией. Это основное или нормальное состояние атома, так как с него не существует переходов в состояния с еще меньшей энергией. Верхняя граница рисунка, соответствующая  $n = \infty$ , обозначает состояние, в котором электрон отрывается от атома, становясь свободным электроном. Таким образом, величина термов есть мера энергии связи электрона в стационарном состоянии.

Для того чтобы объяснить спектр водорода на основе модели Резерфорда, далее было необходимо из непрерывного множества орбит электрона, возможных по классической теории, выбрать дискретный ряд орбит, рассматриваемых как стационарные состояния. При этом выбор надо было сделать так, чтобы соответствующие значения энергий связи

электрона были обратно пропорциональны квадратам целых чисел. Основываясь на соображениях, в которые мы здесь не будем входить, Бор пришел к предположению, что стационарные орбиты выделены значениями вращательного момента, причем эти значения равны целому числу, умноженному на величину  $h/2\pi$ . Если обозначить через  $r$  радиус орбиты, через  $e$  — заряд,  $m$  — массу и  $v$  — скорость электрона, то из всех возможных круговых орбит стационарным состояниям соответствуют только орбиты, для которых

$$2\pi mvr = nh.$$

С другой стороны, для всех круговых орбит, возможных по классической теории, должно соблюдаться равенство центростремительной силы и кулоновской силы притяжения, т. е.

$$\frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}.$$

Таким образом, Бор получил два уравнения, из которых он смог определить величины  $r$  и  $v$ , а следовательно, и энергию стационарных состояний в зависимости от квантового числа  $n$ :

$$r_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 e^2 m}, \quad W = \frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2}.$$

Подстановка известных численных значений  $e$ ,  $m$  и  $h$  дала для радиуса орбиты в основном состоянии  $n = 1$  величину  $0,6 \cdot 10^{-8}$  см, в хорошем согласии с порядком величины, получаемым для радиуса атома из кинетической теории газов. Совсем замечательный результат, однако, получился при расчете энергии связи. Как уже говорилось выше, энергия связи в основном состоянии должна быть ничем иным, как константой Ридберга, умноженной на  $hc$ . Теория Бора позволяла, следовательно, вычислить эту константу только из величин, характеризующих электрон,  $e$  и  $m$ , и универсальных констант  $h$  и  $c$ :

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3 c}.$$

Вычисленное таким образом значение  $R$  совпало в пределах точности измерений с величиной, получавшейся из спектроскопических измерений. Это явилось первым большим успехом теории Бора.

Как реагировали в то время физики на появившуюся в 1913 г. работу Бора? Я сам был в то время ассистентом Берлинского физического института и занимался вместе с Джеймсом Франком экспериментами по прохождению электронов через благородные газы, которые позднее послужили надежным экспериментальным подтверждением правильности представлений Бора. Все важнейшие работы, появлявшиеся в литературе, дискутировались на происходившем в то время по средам после обеда коллоквиуме, в котором принимали участие все известные берлинские физики. К сожалению, я не могу сейчас вспомнить, кто реферировал работу Бора и какие мнения были о ней высказаны участниками коллоквиума. Поэтому я могу только попытаться передать общее впечатление, которое оставил это и дальнейшие обсуждения в кругу молодых физиков. В основе наших размышлений, разумеется, лежала классическая физика. Однако благодаря гипотезе квантов и ее применению к тепловому излучению, удельной теплоемкости и фотоэффекту, мы были подготовлены к тому, что классическая физика оказывается недостаточной для описания атомарных процессов. Кроме того, предшествующие годы с их дискуссиями по поводу теории относительности научили физиков, что расши-

рение классической теории за существующие пределы ее применимости не может происходить без основательного переосмысливания. Можно было, пожалуй, ожидать, что этот опыт облегчит нам также и усвоение чуждых идей теории Бора. Однако на самом деле это было не так. Действительно, положение дел в обоих случаях было совершенно различным. В случае теории относительности речь шла о том, чтобы классическую теорию, применимую лишь для малых скоростей, расширить таким образом, чтобы она охватывала и скорости, близкие к скорости света. Новая теория, как и старая, была логически закончена и ее уравнения для малых значений скоростей переходили в уравнения старой теории. Трудности, возникшие при введении новой теории, были понятны и происходили от того, что наши обычные представления не подходили к условиям, которые осуществляются при больших скоростях.

Совсем иначе обстояло дело с теорией Бора. Движение электрона в электрическом поле заряда ядра рассчитывается строго по законам классической теории. Однако для взаимодействия этого же электрона с электромагнитным полем световой волны эти законы попросту объявляются недействительными без того, чтобы они были заменены другими. Вместо этого без обоснования вводится постулат, который находится в остройшем противоречии с основами электромагнитной теории света. Таким образом, в то время не могло быть и речи о логической, замкнутой в себе теории. Нельзя, следовательно, удивляться тому, что большинство физиков поначалу отнеслись к этой новой теории весьма скептически. Ее вообще не приняли бы сколько-нибудь серьезно, если бы она не привела к правильным значениям диаметра атома и константы Ридберга, исходя лишь из заряда и массы электрона. Точность, с которой было получено значение константы Ридберга, не могла быть случайной.

Уже следующие два года принесли убедительные доказательства действенности этой новой теории. Ее применение к системе, состоящей из ядра с двойным положительным зарядом и одним электроном, дало объяснение спектру однократно положительно заряженного иона гелия. А. Зоммерфельд, распирив теорию, ввел эллиптические орбиты и, учтя релятивистскую поправку, смог объяснить тонкую структуру водородных линий. Мосли на основе теории Бора интерпретировал рентгеновские спектры и показал, что число зарядов ядра определяет последовательность элементов в периодической системе. После этих успехов было трудно сомневаться в правильности теории Бора, в особенности в существовании стационарных состояний, хотя для этого, как и раньше, отсутствовало удовлетворительное теоретическое обоснование.

Экспериментальное доказательство существования стационарных состояний и их связи с термами спектральных серий, принесли эксперименты, начатые Джеймсом Франком и мною в 1912 г. Они относились к соударениям электронов и молекул в газах. Первоначальная задача этих экспериментов не имела отношения к атомной или квантовой физике. Речь шла о проверке теории электрического разряда в газах, предложенной Д. Таунсендом. В этой теории главную роль играет некоторая величина  $\alpha$  — число вторичных электронов, которое образует первичный электрон под действием электрического поля, сталкиваясь с молекулами газа, на единице длины пути. Таунсенд измерил эту величину и ее зависимость от давления и силы электрического поля в различных газах. С другой стороны, Таунсенд теоретически связал  $\alpha$  с двумя величинами, характеризующими взаимодействие электронов и молекул газа: со средней длиной свободного пути электрона и энергией ионизации, т. е. энергий, которая необходима, чтобы ионизовать молекулу. С помощью этой теории можно было по измеренным значениям  $\alpha$  рассчитать значения сред-

ней длины свободного пути электрона и энергию ионизации для различных газов.

По различным соображениям мы испытывали сомнение в предпосылках, положенных Таунсендом в основу своей теории и, следовательно, в правильности полученных им значений длины свободного пробега и энергии ионизации. Мы решили поэтому измерить эти величины в отдельности и, по возможности, непосредственно. Для измерения энергии ионизации, мы использовали предложенную Ленардом установку, схематически изображенную на рис. 2. Источником электронов служила раскаленная платиновая нить  $P$ . Испускаемые ею электроны ускорялись напряжением, приложенным между  $P$  и проволочной сеткой  $D$ , так что они с известным значением кинетической энергии влетали в пространство между  $D$  и приемным цилиндром  $F$ . Между  $D$  и  $F$  приложено напряжение,



Рис. 2. Схема установки для измерений потенциала ионизации.

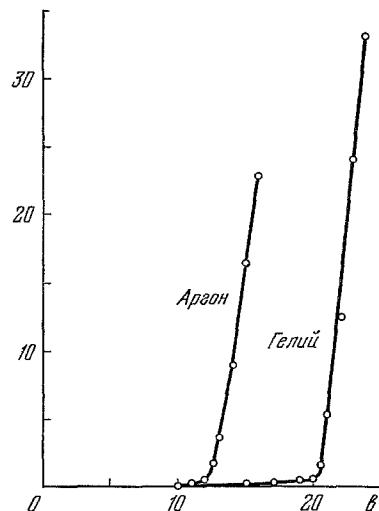


Рис. 3. Измерения потенциала ионизации в благородных газах — аргоне и гелии.

замедляющее электроны таким образом, чтобы они не могли достичь  $F$ . Если, однако, в пространстве между  $D$  и  $F$  при соударении электронов с молекулами газа возникают положительные ионы, последние благодаря электрическому полю достигают  $F$ . Из-за этого цилиндр  $F$  приобретает положительный заряд, который измеряется подключенным к нему электрометром. На рисунке 3 в качестве примера приведены результаты измерений для благородных газов — гелия и аргона. Кривые показывают увеличение положительного заряда коллектора  $F$  при увеличении поля, ускоряющего электроны. Можно видеть, что при определенном значении ускоряющего напряжения внезапно наступает крутое нарастание заряда на  $F$ . Мы заключили отсюда, что это напряжение есть ионизующее напряжение данного газа, т. е. минимальная разность напряжений, которую должен беспрепятственно пробежать электрон, чтобы быть в состоянии при встрече с молекулой ее ионизовать. Так как кинетическая энергия электрона пропорциональна разности напряжений, которую он пробегает без соударений, ионизующее напряжение есть мера энергии ионизации. Сегодня мы могли бы сказать: это величина энергии ионизации, измеренная в электрон-вольтах. Мы таким образом полагали, что измеряли энергию ионизации. Однако, как оказалось впоследствии, это было ошибочное заключение. Наблюдаемый нами положительный заряд цилиндра  $F$  не был следствием ионизации, а был в значительной мере вызван коротковолновым ультрафиолетовым светом, который благодаря фотоэффекту вырывал электроны из поверхности  $F$ . Что такое излучение возникает в результате соударений, было в то время еще не известно. Эта ошибка в дальней-

шем весьма затруднила для нас распознавание связи между результатами наших измерений и теорией Бора.

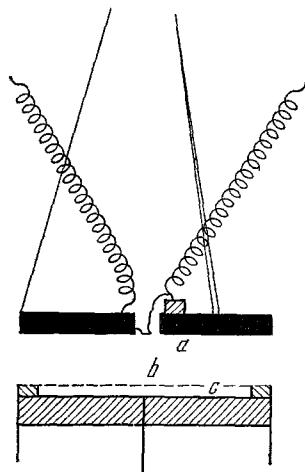
С теорией Таунсенда наши результаты в особенности в случае благородных газов, привести в соответствие было нельзя. В основе этой теории лежало предположение, что электрон при соударении с молекулой, даже не ионизующем, всегда теряет всю свою энергию. Мы сомневались в правильности этого предположения и попытались поэтому непосредственно

измерить потерю энергии электрона при соударении. Рисунок 4 показывает экспериментальную установку. Электроны, испускаемые раскаленной нитью, ускоряются электрическим полем в промежутке *a*, в области *b* они сталкиваются с молекулами газа, а в области *c* производится анализ распределения по энергиям влетающих электронов. Это осуществляется измерением электронного тока на коллекторе в зависимости от величины замедляющего напряжения. Эксперименты, в которых изменялось расстояние между двумя проволочными сетками, позволили измерить среднюю длину пробега электрона. Число соударений с молекулами в пространстве *b* можно было варьировать изменением давления газа. Уже первые опыты подтвердили наше подозрение. Предположение Таунсенда о полной потере энергии электроном при неионизующем соударении не подтвердилось ни в одном газе. В благородных же газах вообще не наблюдалось никакой потери энергии электроном, пока ускоряющее напряже-

Рис. 4. Схема установки для измерения потерь энергии при соударениях электронов и молекул газа.

ние было меньше измеренного нами раньше предположительного напряжения ионизации. Это был важный факт для теории газового разряда. По Таунсенду, электрон мог ионизовать только в случае, если он успевал приобрести энергию ионизации на одном свободном пробеге. Если же при соударении он отражается без потери энергии, то он приобретает энергию, соответствующую его пробегу, вне зависимости от того, сколько соударений произошло на этом пути. Мы действительно смогли это наблюдать в последующих экспериментах. Таким образом мы нашли объяснение особому поведению благородных газов в газовом разряде, в особенности низкому напряжению зажигания разряда в этих газах.

Как известно, благородные газы одноатомны, поэтому в исследованных нами электронных соударениях происходили соударения электронов с атомами. Следовательно, наши экспериментальные результаты можно было сформулировать так: невозможно сообщить атому путем соударения с электроном энергию, которая меньше определенного, характерного для данных атомов минимального значения. Это высказывание было правильным независимо от нашего ошибочного представления, что этот минимальный воспринимаемый атомом квант энергии идентичен с энергией ионизации. Так же как благородные газы, одноатомными газами являются и пары металлов. Поэтому в качестве следующего шага мы исследовали прохождение медленных электронов через пары ртути. Измерение напряжения ионизации по методу Ленаарда оказалось в экспериментальном отношении весьма трудным делом; чтобы получить достаточное давление ртутных паров, нужно было нагревать весь сосуд до 100 градусов. Это приводило к чрезвычайно неприятным термическим помехам при электрометрических измерениях заряда коллектора. Поэтому мы отка-



зались от этих измерений и ограничились измерениями наименьшей энергии, которая может быть передана электроном атому ртути при соударении. Мы полагали, что этим одновременно будет получено значение энергии ионизации. Использованное нами устройство показано на рис. 5:  $D$  — платиновая нить, средний участок которой несколько тоньше крайних и раскаляется током,  $N$  — тонкая цилиндрическая сетка из платиновой проволоки; она окружена находящимся на близком расстоянии цилиндром из платиновой фольги  $G$ , служащим коллектором. Все эти части с необходимыми подводящими проводами были впаяны в стеклянный сосуд, находившийся в нагретой парафиновой ванне.

Минимальная порция энергии, которую атом может поглотить, сегодня называется энергией возбуждения атома, а напряжение, которым должен быть разогнан электрон, чтобы передать атому это количество энергии, называют потенциалом возбуждения. Эта величина могла определяться с помощью описанной установки с большой точностью. Между сеткой и коллектором прикладывалась небольшая задерживающая разность потенциалов и измерялся электронный ток, текущий через коллектор, в зависимости от ускоряющей разности потенциалов между нитью и сеткой.

При этом получались кривые показанного на рис. 6 типа. Их форма объясняется следующим образом. Будем, начиная с нуля, медленно повышать ускоряющую разность потенциалов. Тогда число электронов, преодолевающих задерживающую разность потенциалов и попадающих на коллектор будет сначала увеличиваться. Когда ускоряющая разность потенциалов станет равной потенциалу возбуждения или несколько большей его, электроны перед самой сеткой вследствие соударений потеряют свою энергию и будут не в состоянии преодолеть задерживающую разность потенциалов. Ток коллектора, следовательно, уменьшится. При дальнейшем увеличении ускоряющей разности потенциалов электроны

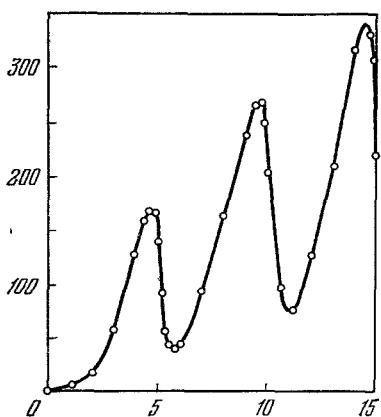


Рис. 6. Результат измерения в парах ртути.

будут терять свою энергию из-за соударений раньше и на оставшемся пути до сетки будут вновь ускоряться. Ток коллектора опять возрастает, однако лишь до тех пор, пока ускоряющая разность потенциалов не станет равной удвоенному потенциальному возбуждению и электроны второй раз, уже перед самой сеткой, вновь потеряют свою энергию. Это повторяется каждый раз, когда ускоряющая разность потенциалов становится кратной потенциальному возбуждению. Расстояние между последовательными максимумами кривой дает, следовательно, потенциал возбуждения, причем неискаженный падением напряжения на раскаленной нити или контактной разностью потенциалов. Мы получили для ртути значение 4,9 в.

Учитывая роль, которую играла в те времена квантовая теория в сознании всех физиков, было естественно, что мы попытались привести наш

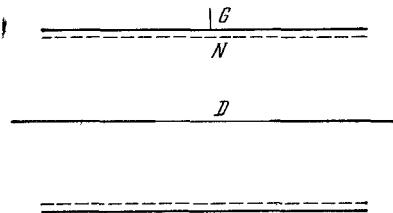


Рис. 5. Схема установки для измерения потенциала возбуждения в парах ртути.

результат в связь с этой теорией, найдя частоту, которую согласно гипотезе Планка можно было приписать определенному нами кванту энергии. Для атомов ртути и в самом деле существовала такая частота — а именно, частота резонансной линии 2537 Å Р. В. Вуд показал, что атом ртути обладает чрезвычайно сильным селективным поглощением на этой линии, однако вся поглощенная энергия затем вновь излучается в той же частоте. Таким образом, в смысле излучения и поглощения этой линии атом ртути ведет себя как планковский осциллятор с данной частотой. Следовательно, в соответствии с гипотезой Планка, этот осциллятор не может воспринимать порции энергии, которые меньше квантов энергии  $\hbar\nu$ , соответствующих частоте резонансной линии. Именно это и было доказано нашими экспериментами. В пределах точности наших измерений определенная нами энергия возбуждения равнялась произведению постоянной Планка  $\hbar$  и частоты резонансной линии ртути. В качестве дальнейшего следствия рассмотрения атома ртути как планковского осциллятора нужно было ожидать, что, поглотив квант энергии, этот осциллятор придет в колебания, сопровождаемые излучением с частотой резонансной линии. И это мы смогли подтвердить в дальнейших опытах. В условиях, когда энергия электронов лишь немного превосходила энергию возбуждения, в результате соударений излучалась только резонансная линия и ни одна другая линия спектра ртути.

Мы рассматривали наш результат как подтверждение гипотезы квантов Планка. О связи с теорией Бора мы в то время еще не думали. Первая работа Бора появилась лишь за год до окончания наших опытов и идеи Бора были настолько новыми и чуждыми, что мы еще не могли их воспринять. Наша точка зрения состояла в том, что эксперименты Вуда по резонансному излучению надежно показали наличие в каждом атоме ртути электрона, способного колебаться с частотой резонансной линии. Уже потому, что теория Бора это отрицала, нам казалось бессмысленным применять эту теорию к нашим экспериментам. Кроме того, как показывает рассмотрение схемы термов спектра ртути, измеряя потенциал возбуждения, нельзя сделать выбор между гипотезой Планка и теорией Бора. Для резонансной линии, как впрочем, и для всех линий, которые соответствуют переходу в основное состояние, теория Бора также дает энергию возбуждения, равную кванту излучения  $\hbar\nu$ .

Правильное истолкование наших экспериментов было для нас затруднительным еще и потому, что мы тогда еще думали, что измеренный нами потенциал возбуждения есть в то же время потенциал ионизации. Мы предполагали, что после этого предела большинство соударений приводит к излучению резонансной линии, но наряду с этим некоторая часть соударений сопровождается отрывом колеблющегося электрона, т. е. ионизацией. Мы выводили это ошибочное заключение не только из описанных выше измерений потенциала ионизации, но, кроме того, и из свойств разряда в парах ртути при высоком давлении, механизм которого в то время не был еще правильно понят. Вероятно, мы сами выяснили бы эту ошибку, если бы не война, которая вызвала перерыв в нашей работе летом 1914 г.

Только к концу войны нам стали известны появившиеся за это время работы, в которых наша ошибка была исправлена и наши результаты были интерпретированы в духе теории Бора. В годы, следующие за 1920 г., мы работали отдельно: Франк — в Гётtingене, а я — в лаборатории Филлипса в Эйндховене — над продолжением наших экспериментов. Эти работы, в которых удалось также обнаружить более высокие энергетические состояния и измерить потенциалы возбуждения для других спектральных линий, действительно привели к исчерпывающему подтвержде-

нию данного Бором истолкования спектральных термов как значений энергии стационарных состояний атомов.

Это первое десятилетие после войны принесло теории строения атома Бора изумительные успехи: объяснение периодической системы элементов, теорию аномального эффекта Зеемана и теорию рентгеновских спектров. Эти успехи были достигнуты несмотря на то, что законченная теория все еще отсутствовала. Введением новых квантовых условий и квантовых чисел удалось распространить простую модель Бора на атомы с многими электронами, а также на молекулы, и объяснить влияние магнитного поля. Со стороны теории при этом использовалась только руководящая идея — установленный Бором «принцип соответствия», который требовал, чтобы при больших квантовых числах выражения квантовой физики переходили в выражения классической физики. В остальном опирались на полуэмпирические методы, пытаясь согласовать новые квантовые условия с экспериментальными фактами. Для этого времени характерна достойная примера, исключительно плодотворная совместная работа теоретиков и физиков-экспериментаторов. Лишь в период с 1925 по 1927 гг. работы Гейзенberга, Борна, Иордана и Шрёдингера привели к развитию квантовой механики, замкнутой в себе и непротиворечивой теории явлений, происходящих в атомном масштабе. Сегодня квантовая механика достигла примерно той же степени совершенства, которую имела на рубеже столетия классическая механика. При этом часто забывают, какими в действительности трудными и поначалу противоречивыми путями это было достигнуто.