

Новосибирский Государственный Технический Университет

# О квантовой физике

Протасов Д.Ю.

Новосибирск  
2016 г.

## Содержание:

1. Тепловое излучение. Гипотеза Планка.
2. Внешний фотоэффект. Уравнение Эйнштейна.
3. Развитие модели атома.
4. Корпускулярно-волновой дуализм.
5. Уравнение Шрёдингера.
6. Соотношение неопределенностей Гейзенберга.
7. Литература.

# 1. Тепловое излучение. Гипотеза Планка.

Толчком к появлению квантовой механики стали исследования законов теплового излучения, начатые в середине 19 века. Было установлено, что любое нагретое тело может отдавать свою внутреннюю энергию в окружающую среду, излучая электромагнитные волны. Такое излучение и называется тепловым. Длина волны  $\lambda$ , на которой излучается наибольшее количество энергии, тем меньше, чем больше температура  $T$  (закон смещения Вина):

$$\lambda_{\max} = \frac{2.9 \times 10^{-3}}{T}.$$

Например, человек с температурой тела 310 К излучает на длине волны 9.4 мкм, что соответствует инфракрасной области спектра. Пример теплового изображения в этой области спектра приведен на рис. 1.

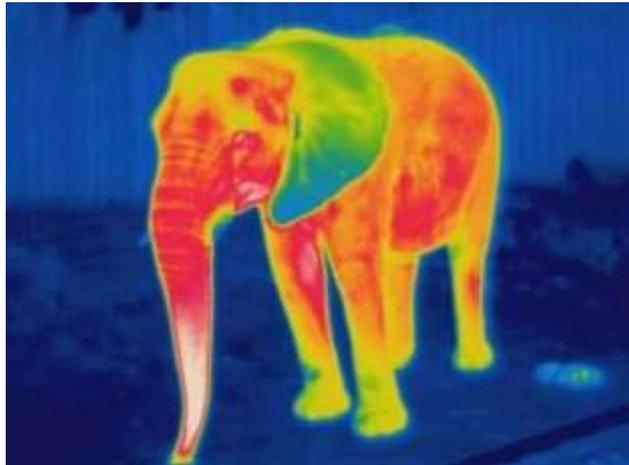


Рис. 1. Вид слона в инфракрасном диапазоне.

На этом изображении красным цветом показаны более теплые участки тела, а синим – более холодные. В оптическую часть спектра (ту, которую мы видим глазами) тепловое излучение попадает при температуре нагретых тел в несколько тысяч Кельвинов.



внутри сферы (см. рис. 3) частично поглощается, частично отражается. Так как отверстие гораздо меньше диаметра сферы, то шанс отраженному лучу выйти из него очень мал.

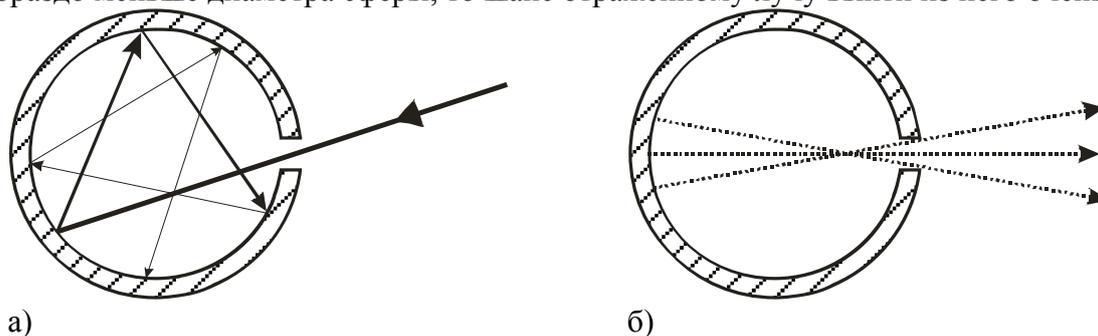


Рис. 3. Модель абсолютно черного тела: а – поглощение света, б - излучение.

После каждого переотражения отраженный луч становится все меньше, и через какое-то время он полностью поглощается, что и является необходимым свойством АЧТ. Если такую сферу нагреть, то спектр теплового излучения из отверстия будет очень похож на спектр излучения идеального АЧТ. Для исследования теплового излучения при помощи различных фотоприёмников измеряется зависимость энергии излучения от длины волны (см. рис. 4).



Рис. 4. Описание спектра излучения АЧТ формулами Вина, Релея-Джинса и Планка.

Однако первые попытки объяснить измеренные зависимости были безуспешными: удалось лишь описать теоретически крайние случаи малых и больших длин волн. В области малых длин волн спектральное распределение энергии излучения описывается формулой Вина, полученной в термодинамическом подходе:

$$r(\lambda, T) = a\lambda^{-5} e^{-\frac{b}{\lambda T}}$$

В области больших длин волн справедлива формула Релея-Джинса, полученная на основе господствующей в то время теории электромагнетизма Максвелла. Излучение внутри модели АЧТ при этом рассматривалось в виде совокупности стоящих электромагнитных волн (примером стоячей волны может являться колебания зажатой с двух концов гитарной струны):

$$r(\lambda, T) = 8\pi k T \lambda^{-4}$$

Однако самая современная на тот момент физическая теория давала совершенно неожиданный результат – получалось, что при уменьшении длины волны энергия излучения должны была бесконечно возрастать. Степень изумления физиков тех лет можно понять из названия «ультрафиолетовая катастрофа», которое они дали такому несовпадению правильной казалась бы теории с экспериментом. Ультрафиолетовая катастрофа наглядно показала, что теории Максвелла недостаточно для описания всего многообразия мира и явилась толчком к возникновению квантовой механики.

Спектр теплового излучения абсолютно черного тела удалось объяснить немецкому физику Макс Планку в 1905 г. Сначала он просто подобрал такую

математическую функцию, которая описывала экспериментальные зависимости  $I(\lambda)$ . Так как эта функция напоминала о статистическом распределении Больцмана, то впоследствии Планк предложил теоретическое обоснование этой формулы, основываясь на методах статистической физики. Для этого ему пришлось предположить, что свет испускается порциями, энергия которых равна  $E = h\nu$ , где  $h = 6,626176 \times 10^{-34}$  Дж $\times$ с. Новая мировая постоянная, обозначенная буквой  $h$  и названная Планком элементарным квантом действия сейчас называется постоянной Планка. Вместо  $h$  физики чаще пользуются другой величиной, которая в  $2\pi$  раз меньше. Ее также называют постоянной Планка и обозначают  $\hbar = h/2\pi = 1,0545887 \times 10^{-34}$  Дж $\times$ с. В результате Планк получил следующую формулу, которая описывает весь спектр излучения абсолютно черного тела:

$$r(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}.$$

## 2. Внешний фотоэффект. Уравнение Эйнштейна.

В середине 19 века физики были уверены, что свет представляет собой не поток частиц (корпускул, как их называл Ньютон), а волну. В 1889 г. Генрих Герц писал: «С точки зрения рода человеческого волновая теория [света] является очевидностью». Однако за два года до этого он обнаружил явление, необъяснимое с точки зрения волновой природы света – внешний фотоэффект.

Суть этого явления достаточно проста. Если свет ртутной лампы (в таких лампах излучение образуется при газовом разряде в парах ртути, спектральные линии такого излучения лежат в области от ультрафиолета - 185 нм до желто-оранжевого цвета - 578 нм) направить на поверхность металла натрия, то с его поверхности полетят электроны.

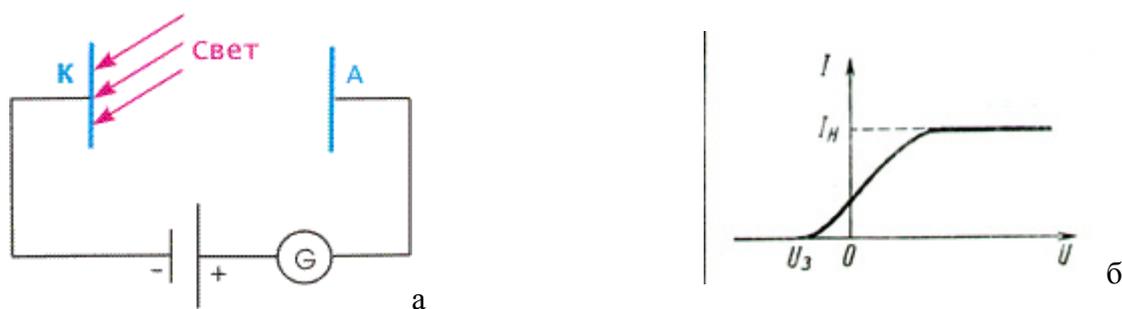


Рис. 5. а – схема наблюдения внешнего фотоэффекта; б – вольт-амперная характеристика внешнего фотоэффекта.

Если катод соединить с анодом (см. рис. 5а), то в цепи возникнет электрический ток, который регистрируется амперметром  $G$ . Прикладывая разное напряжение между анодом и катодом, можно получить вольт-амперную характеристику внешнего фотоэффекта (рис. 5б).

Из рисунка 5 видно, что при нулевом напряжении между анодом и катодом фототок отличен от нуля. Это объясняется тем, что вылетевшие с поверхности электроны обладают ненулевой кинетической энергией. Фототок достигает насыщения ( $I_n$ ) при некотором напряжении между анодом и катодом. В этом случае все электроны, вылетающие из катода, достигают анода. При некотором задерживающем напряжении  $U_3$  фототок прекращается, в этом случае максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов равна работе задерживающего электрического поля.

Само по себе это явление не показалось современникам Герца каким-то неожиданным. В конце концов, морские волны, набегая на берег, также разрушают его и уносят обратно в море его частицы. Однако установленные Александром Столетовым и

Филиппом Ленардом зависимости числа выбитых электронов и их энергии от интенсивности и частоты падающего света казались необъяснимыми.

По законам Ньютона приращение скорости фотоэлектронов пропорционально силе, которая действует на них. Если свет – это волна, то электроны должны ускоряться под действием силы Кулона  $eE$ , где  $E$  – напряженность электрического поля волны (его амплитуда). Поэтому кинетическая энергия фотоэлектронов должна быть пропорциональна  $E^2$ , то есть интенсивности света. Однако многочисленные эксперименты показали, что от интенсивности зависит лишь количество вылетающих электронов, но не их энергия. Зато энергия электронов зависит от частоты падающего света. Если вместо ультрафиолетовых лучей направить на поверхность натрия пучок красных лучей, то фотоэффект вообще не возникнет, как бы мы не увеличивали мощность источника света.

Эйнштейн первым догадался, что свет не только испускается квантами, но распространяется и поглощается тоже квантами (кстати, термин «квант» также принадлежит ему). Это позволило ему предложить простое уравнение, полностью описывающее все наблюдаемые зависимости внешнего фотоэффекта.

Зависимость количества фотоэлектронов от интенсивности света он объяснил следующим образом. Пусть катод освещает монохроматическое излучение, которое состоит из потока квантов с энергией  $\varepsilon = h \cdot \nu$ . При взаимодействии излучения с веществом атом, находящийся в поверхностном слое, поглощает квант света целиком и переходит в возбужденное состояние. При переходе обратно в стационарное состояние он может испустить электрон. Так как интенсивность светового потока пропорциональна числу квантов  $n_\phi$ :  $\Phi \sim h \cdot \nu \cdot n_\phi$ , то с увеличением их числа растет число электронов  $n_e$ , покинувших металл и участвующих в создании фототока. Сила тока насыщения пропорциональна числу электронов  $I \sim n_e$ , следовательно, ток насыщения пропорционален световому потоку:  $I_n \sim \Phi$ .

При поглощении электроном фотона часть энергии фотона тратится на совершение работы выхода  $A_{\text{вых}}$ , а остальная часть составляет кинетическую энергию фотоэлектрона. На основе закона сохранения энергии можно записать уравнение для фотоэффекта (уравнение Эйнштейна):

$$h \cdot \nu = A_{\text{вых}} + m \cdot V^2/2$$

Из этой формулы видно, что кинетическая энергия фотоэлектронов прямо пропорциональна частоте света.

При уменьшении энергии фотона уменьшается кинетическая энергия фотоэлектронов. При некотором значении частоты света ( $\nu_0$ ) энергии фотона хватает только на работу выхода. Соотношение для фотоэффекта примет вид:  $h \cdot \nu_0 = A_{\text{вых}}$ . Если же  $h \cdot \nu_0 < A_{\text{вых}}$ , то электрон не может покинуть металл. Фотоэффект не происходит. Эта частота  $\nu_0$  и будет красной границей фотоэффекта.

Через 16 лет, в течение которых многие экспериментаторы убедились в правоте теории Эйнштейна, именно за объяснения фотоэффекта он получил Нобелевскую премию по физике.

### 3. Развитие модели атома.

Творцом идеи атома принято считать древнегреческого философа Демокрита, жившего в IV веке до нашей эры. Легенда рассказывает, что однажды Демокрит сидел на камне у моря, держал в руке яблоко и размышлял: «Если я сейчас это яблоко разрежу пополам – у меня останется половинка яблока, если я затем эту половинку снова разрежу на две части – останется четверть яблока; но если я дальше буду продолжать такое деление, всегда ли у меня в руке будет оставаться 1/8, 1/16 и так далее часть яблока? Или же в какой-то момент очередное деление приведет к тому, что оставшаяся часть уже не будет обладать свойствами яблока?». Эту оставшуюся, неразделимую часть он назвал атомом, что по древнегречески и означает «неразрезаемый». Однако затем в философии

возобладала алхимическая идея о строении вещества, по которой все окружающее состоит из четырех стихий – огня, воды, воздуха и земли, и теорию атома забыли и не вспоминали о ней более двух тысяч лет.

Интерес к этой теории появился благодаря работам шотландца Роберта Броуна, которые впервые смог наглядно подтвердить существование маленьких, не видимых ни в один оптический микроскоп частичек вещества. Положив в капельку воды мельчайшую пыльцу растений, он наблюдал в микроскоп беспорядочное движение частиц этой пыльцы. Такое движение удалось объяснить только тем, что частицы пыльцы испытывают постоянные случайные толчки маленьких частиц жидкости. Сейчас мы конечно знаем, что это были молекулы воды, состоящие из нескольких атомов, но в те времена именно после открытия Броуна гипотеза об атомах приобрела множество сторонников.

Размеры и вес атомов впервые удалось оценить преподавателю физики Венского университета Йозефу Лошмидту. Он нашел, что размеры всех атомов примерно одинаковы и равны  $10^{-8}$  см, а масса атома водорода составляет всего  $\sim 10^{-24}$  г.

Следующее развитие модель атома получила в работах Уильяма Томсона (лорда Кельвина) и Джозефа Джона Томсона. Изучив рассеяние рентгеновских лучей на атомах различных элементов, Дж.Дж. Томсон пришел к выводу, что атом представляет собой положительно-заряженный шарик диаметром  $10^{-8}$  см, внутри которого находятся электроны. Было несколько вариантов возможного расположения электронов внутри атома, в частности вращающиеся кольца электронов. Согласно этой модели, электроны могли свободно вращаться в положительно заряженной субстанции атома. Их орбиты стабилизировались тем, что, при удалении электрона от центра положительно заряженного облака, он испытывал увеличение силы притяжения, возвращающей его обратно, поскольку внутри его орбиты было больше вещества противоположного заряда, чем снаружи (по закону Гаусса). Орбиты дополнительно стабилизировались взаимодействиями между электронами, а спектры излучения определялись энергетическими различиями между различными кольцевыми орбитами.

Однако многие физики высказывали гипотезу о планетарной модели атома, в которой строение атома напоминало строение Солнечной системы. Однако никто не мог предоставить экспериментальных доказательств этой гипотезы. Это удалось только английскому физику Эрнесту Резерфорду в 1909 г. при исследовании рассеяния  $\alpha$ -частиц (двукратно ионизованных атомов гелия) на тонкой золотой фольге. Резерфорд совместно со своими сотрудниками Хансом Шейгером и Эрнстом Марсденом использовали  $\alpha$ -частицы вместо электронов, т.к. благодаря своей большей массе (в 7350 раз больше массы электрона)  $\alpha$ -частицы не претерпевают заметного отклонения при столкновении с электронами, что позволяет регистрировать только столкновения с положительной частью атома. В качестве источника  $\alpha$ -частиц ими был взят радий, а частицы, претерпевавшие рассеяние в тонкой золотой фольге, регистрировались по сцинтилляционным вспышкам на экране из сульфида цинка, находящемся в затемненной комнате.

Сосчитав более миллиона сцинтилляционных вспышек, был получен совершенно неожиданный результат. Большинство  $\alpha$ -частиц проходило через золотую фольгу по прямым или почти прямым траекториям, но в то же время некоторые  $\alpha$ -частицы отклонялись на очень большие углы (более  $2^\circ$ ), а примерно одна  $\alpha$ -частица из 8 тысяч отражалась назад. Эти результаты свидетельствовали о наличии в атоме чрезвычайно плотного положительно заряженного образования. По Резерфорду, атом состоит из ядра и электронов которые вращаются вокруг него на расстояниях примерно  $10^{-8}$  см. Размеры ядра очень малы – всего  $10^{-13} \div 10^{-12}$  см, но в нем заключена практически вся масса атома.

Однако планетарная модель атома невозможна по следующей причине: на криволинейной орбите электрон, даже двигаясь с постоянной скоростью, всегда будет испытывать центростремительное ускорение и, следовательно, по теории Максвелла-Лоренца, должен непрерывно излучать электромагнитные волны. Это излучение настолько интенсивно, что уже через  $10^{-11}$  с он потеряет всю свою энергию и упадет на

ядро. Ничего похожего в природе не происходит – с нашей точки зрения не радиоактивный атом практически вечен.

Требовалась смелость Нильса Бора, который в 1913 г. фактически запретил электрону падать на ядро, сформулировав два своих постулата:

1. В атоме существуют стационарные орбиты, вращаясь по которым электрон не излучает. Радиусы этих орбит подчиняются условию:  $mvr = nh/2\pi$ .
2. Излучение происходит при переходе электронов с одной стационарной орбиты на другую.

Используя свою модель, Бору удалось получить формулу, полностью описывающую линейчатый спектр излучения атома водорода:

$$\nu = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right),$$

которая к тому же совпала с эмпирической формулой Ридберга, полученной задолго до Бора. Кроме того, из теории Бора следовало, что радиус атома водорода в основном невозбужденном состоянии ( $n=1$ ) равен  $a_0 = 0.53 \times 10^{-8}$  см, что совпало с предсказаниями кинетической теории вещества.

Несмотря на все успехи гипотезы Бора её искусственность вызывала резко отрицательные чувства у современников. Например, Эйнштейн в 1913 г. писал о постулатах Бора: «Если это правильно, то это означает конец физики как науки». Искусственность постулатов Бора была снята лишь после работ Шредингера, из которых следовало, что электрон в атоме не существует как частица. Он расплывается там в некое облако. Форма и плотность этого облака в квантовом состоянии  $n$  определяются волновой функцией  $\psi_n(x)$ . Так как движения электрона в классическом смысле по некоторой траектории с некоторой скоростью здесь нет, то нет и излучения от электрона. Тем самым объясняется устойчивость атома.

Итак, развитие представлений об атоме показано на рисунке 6:

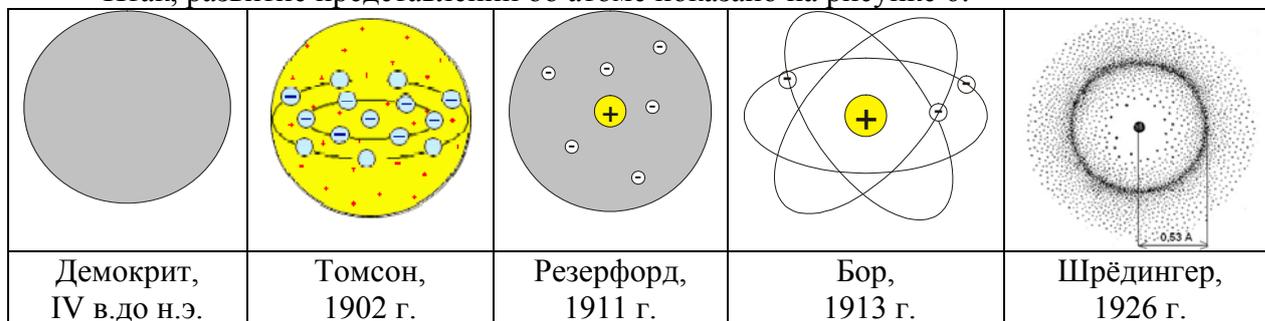


Рис. 6. Развитие модели атома.

#### 4. Корпускулярно-волновой дуализм.

Следующим этапом в развитие квантовой теории можно считать открытие американским физиком Артуром Комптоном в 1923 г. увеличения длины волны рентгеновских лучей при их отражении от различных материалов:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\alpha) = \lambda_k(1 - \cos\alpha),$$

где  $m$  – масса свободного электрона,  $c$  – скорость света в вакууме,  $h$  – постоянная Планка,  $\alpha$  – угол между направлениями падающего и отраженного фотонов. Постоянную  $\lambda_k$  стали называть комптоновской длиной волны.

Это открытие также нельзя было объяснить в рамках теории электромагнетизма, согласно которой рассеяние электромагнитной волны на заряде не меняет её частоты. В обычной жизни мы тоже бы сильно удивились, одев, например, зеленый свитер и увидев в зеркале, что он красный (то есть при отражении света от зеркала длина волны света увеличилась и из зеленой (555 нм) стала красной – 750 нм). Однако что невозможно для

света с относительно малой энергией, наблюдается для излучения с большой энергией в рентгеновском и гамма-диапазонах.

Это явление удалось объяснить в предположении, что электромагнитное излучение представляет поток фотонов, каждый из которых обладает энергией  $h\nu$  и импульсом. То есть фотон ведет себя, грубо говоря, как движущийся шарик. В легких веществах, с которыми проводил опыты А. Комптон, энергия связи электронов мала по сравнению с энергией, передаваемой ему квантами рентгеновского излучения, и электроны можно считать свободными. При комптоновском рассеянии происходит упругое столкновение фотона со свободным электроном, при котором часть энергии фотона передается электрону. В результате энергия фотона уменьшается, и его длина волны возрастает. По образному выражению М. Борна эффект Комптона - это игра в бильярд фотонами и электронами.

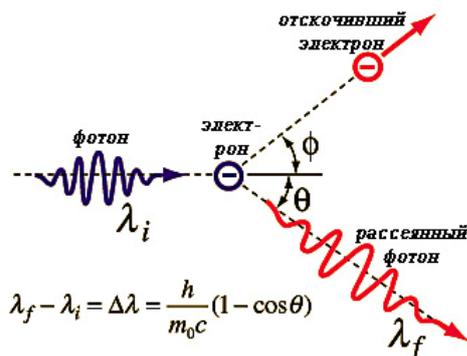


Рис. 6. Комптоновское рассеяние.

«Но если квант излучения ведет себя как частица, то почему бы частице не вести себя как волна?» - наверное, так думал француз Луи де Бройль, напряженно размышляя о причине устойчивости атомов. Напомним, то планетарная модель атома объясняет массу экспериментальных зависимостей, но электрон в таком атоме должен чрезвычайно быстро упасть на ядро из-за потерь на излучение.

Если электрону можно сопоставить волну, то есть процесс распространения колебаний, - может быть, так рассуждал де Бройль, то стационарные состояния в атоме можно объяснить так. Представим себе струну, натянутую и закрепленную с обеих концов (см. рис. 7).

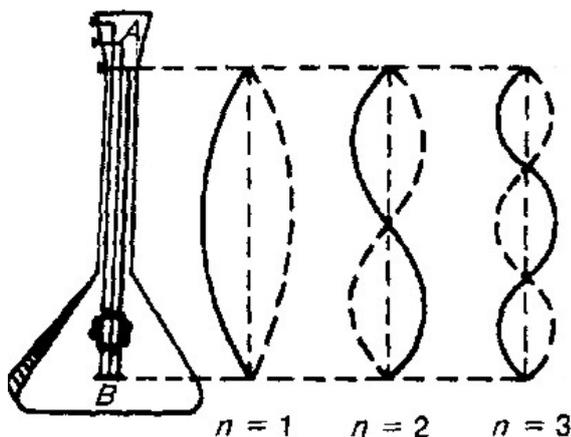


Рис. 7. Колебания в зажатой струне.

Если заставить струну колебаться, то в ней возникнет стоячая волна. В отсутствии трения она может существовать как угодно долго. В этом и есть разгадка устойчивости атома! - решил де Бройль. Как же связана длина волны электрона с радиусом стационарных орбит в атоме? Для этого вспомним, как колеблется струна. Она может колебаться как целое ( $n=1$  на рисунке) - это основной тон. Однако могут возникнуть и дополнительные колебания- обертоны. В этом случае картина колебаний усложняется - на струне появляются «узлы», то есть точки, которые остаются неподвижными в процессе колебаний ( $n=2$  и  $n=3$  на рисунке). Но всегда выполняется одно условие - на длине струны

должно укладываться целое число полуволен  $\lambda/2$ . Теперь свернем струну в кольцо и представим, что это орбита электрона в атоме. Де Бройль предположил, что движение электрона будет устойчивым, только если на длине орбиты укладывается целое число  $n$  волн электрона:

$$2\pi r = n\lambda .$$

Сравним это условие с первым постулатом Бора:  $mvr = nh/2\pi$  и найдем отсюда длину волны электрона:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p} .$$

Экспериментальное подтверждение теории де Бройля нашла в работах американцев Джозефа Дэвиссона и Лестера Джермера:

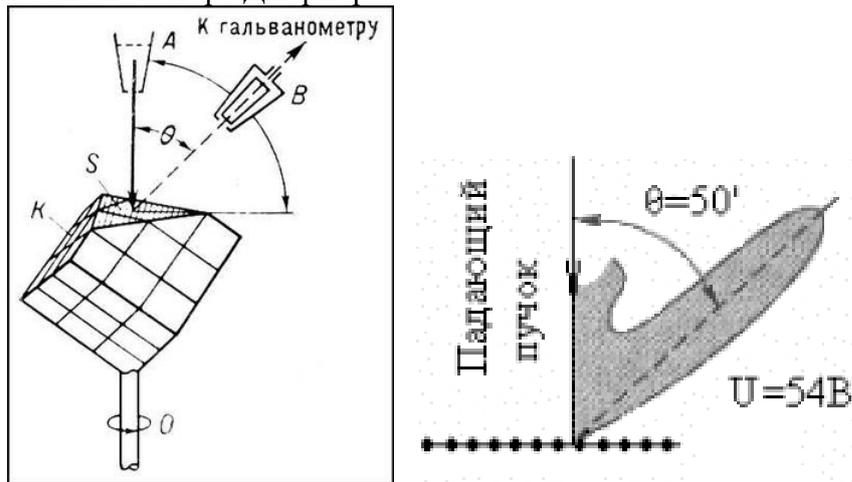


Рис. 8. Схема опыта Дэвиссона — Джермера: К — монокристалл никеля; А — источник электронов; В — приёмник электронов;  $q$  — угол отклонения электронных пучков. Пучок электронов падает перпендикулярно отшлифованной плоскости кристалла никеля S.

Американские экспериментаторы в качестве источника свободных электронов использовали раскаленную нить, помещенную в вакуумную камеру. Затем электроны ускорялись электрическим потенциалом 50-150 В, что позволяло получать длину волны электронов около 0.1 нм. Для того, чтобы увидеть проявление волновых свойств частиц при дифракции, необходимо иметь препятствие, сравнимое по размерам с длиной волны частицы. В качестве такого препятствия можно использовать атомные плоскости кристаллов, в которых атомы расположены упорядоченно (см. рис. 9) и образуют своеобразную дифракционную решетку.

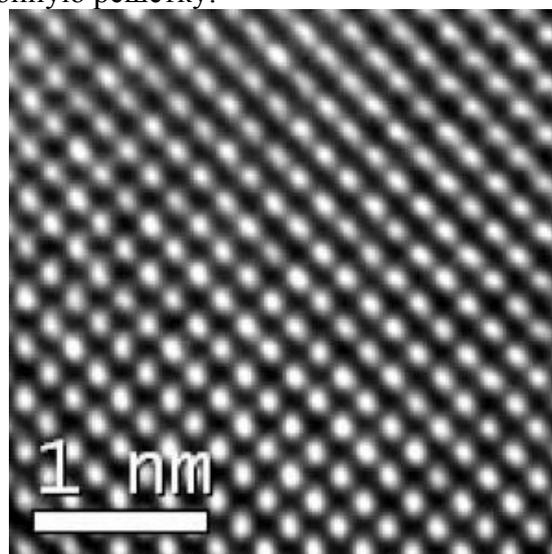


Рис. 9. Расположение атомов в кристалле, позволяющее использовать его для изучения дифракции рентгеновских лучей и ускоренных электронов.

Дэвиссон и Джермер использовали в своих опытах кристаллы никеля, расстояние между плоскостями атомов на ошлифованной поверхности S составляет  $d=0.215$  нм. Ими было обнаружено, что при поворотах кристалла вокруг оси O гальванометр (см. рис. 8), присоединённый к приёмнику В, даёт периодически возникающие максимумы. В частности, при угле  $\theta = 50^\circ$  и ускоряющем напряжении  $U=54$ В наблюдался особенно отчётливый максимум отраженных электронов, полярная диаграмма которого показана на рис. . Этот максимум можно истолковать как интерференционный максимум первого порядка от плоской дифракционной решетки с периодом d:

$$d \sin \theta = \lambda .$$

Вычисленная по формуле де Бройля длина волны для  $U= 54$ В равна 0,167 нм. Соответствующая же длина волны, найденная из условия максимума, равна 0,165 нм. Совпадение настолько хорошее, что полученный результат признали убедительным подтверждением гипотезы де Бройля.

## 5. Уравнение Шрёдингера.

Как и всякий глубокий закон природы, уравнение Шрёдингера нельзя строго вывести из более простых. Его можно лишь угадать при помощи каких-либо аналогий. Впоследствии Шрёдингер признавался, что сам до конца не понимает, как это ему удалось.

Наверное, зная о работах де Бройля, Шрёдингер тоже обратился к стоячим колебаниям струны. Уравнение этих колебаний (полученное из волнового уравнения путем разделения переменных координаты и времени) имеет вид:

$$\frac{d^2u}{dx^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 u = 0 .$$

Решения этого уравнения – функции  $u_n(x)$  – представляют собой обычные синусоиды, и смысл их очевиден: они изображают форму струны в какой-то момент времени, то есть моментальную фотографию струны.

Согласно де Бройлю,  $\lambda = h/p$ , где импульс  $p = \sqrt{2mE_k}$ . Кинетическая энергия  $E_k$  может быть выражена через разность полной  $E$  и потенциальной  $U(x)$  энергий:  $E_k = E - U(x)$ . Тогда длина волны де Бройля равна:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(E - U(x))}} .$$

Подставляя эту длину волны в уравнение колебаний струны, получим:

$$\frac{d^2u}{dx^2} + \left(\frac{2\pi\sqrt{2m(E - U(x))}}{h}\right)^2 u = 0 .$$

Наконец, заменяя  $\hbar = h/2\pi$  и переобозначая  $u = \psi$ , получим стационарное уравнение Шрёдингера:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar}(E - U(x))\psi = 0 .$$

Таким образом, формально уравнение Шрёдингера ничем не отличается от уравнения закрепленной струны, но смысл их решения абсолютно разный. Внешне решения уравнения Шрёдингера для атома водорода очень похожи на синусоиды колебаний струны  $u_n(x)$ . И даже если никаких реальных колебаний, подобных движениям струны, в атоме не происходит, то аналогия не становится от этого менее наглядной.

Как и в случае струны, уравнение Шрёдингера имеет решение не всегда, а лишь при определенных значениях энергии  $E$ , которым соответствуют собственные функции. Для атома водорода с потенциалом  $U(x) = -e/x^2$  собственные значения энергии равны

$E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}$ , что в точности совпадает с энергией электрона на стационарных орбитах в атоме Бора.

По Шрёдингеру, атомы устойчивы, потому что электроны в них не вращаются вокруг ядра, а существуют (покоятся) в форме некоего облака, форма и плотность которого определяются волновой функцией. Форму электронного облака удалось рассчитать лишь после работ советского физика Владимира Фока и англичанина Дугласа Хартри. Некоторые формы распределения электронов в атоме водорода приведены на рисунке 10.

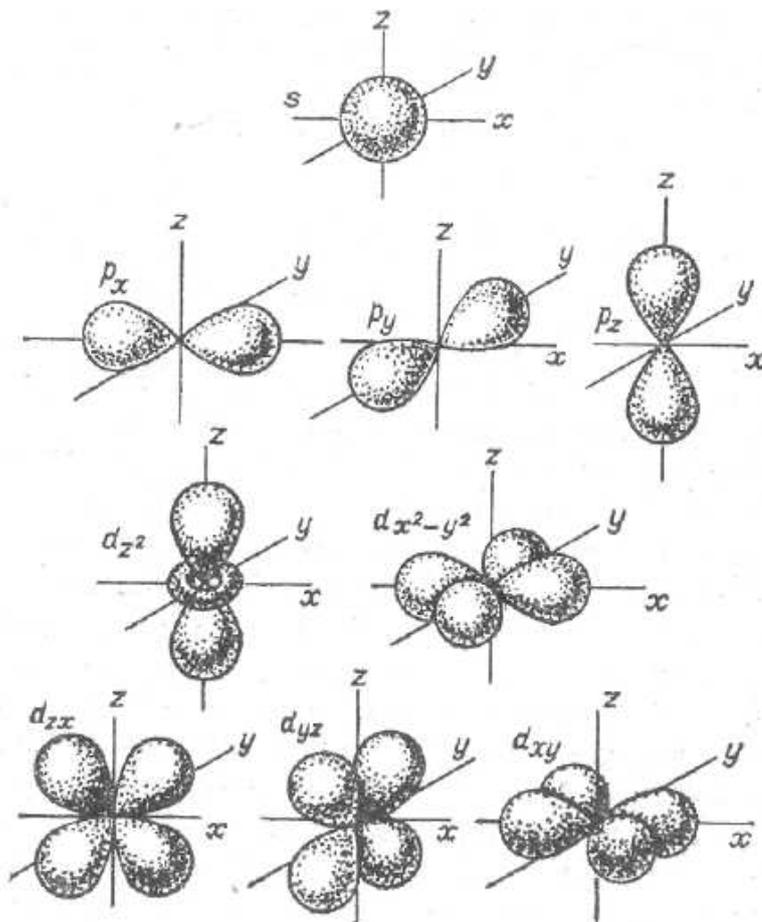


Рис. 10. Распределение плотности электронов для различных состояний атома водорода.

Однако то, что электрон в атоме представляется в форме электронного облака, не означает, что в каком-либо месте облака постоянно находится какая-то его часть. Существует лишь отличная от нуля вероятность того, что ткнув в произвольное место этого облака, мы обнаружим там электрон. Эта вероятность определяется квадратом модуля волновой функции:  $\rho(x) = |\psi(x)|^2$ . В этом и есть физический смысл волновой функции.

## 6. Соотношение неопределенностей Гейзенберга.

Когда Вернер Гейзенберг учился в Мюнхенском университете на кафедре теоретической физики его сокурсник Борхерт Друде задал ему вопрос: «Почему нельзя наблюдать орбиту электрона в атоме при помощи лучей с очень малой длиной волны, например гамма-лучей?». Тогда Гейзенберг не смог ему ответить. Следующим шагом на пути открытия соотношения неопределенностей можно считать экзамен по экспериментальной физике, который Гейзенберг сдавал профессору Вилли Вину перед

защитой своей диссертации. Гейзенбергу достался вопрос о разрешающей силе микроскопа, однако он не смог на него ответить. Так как Гейзенберг считался незаурядным ученым, ему позволили взять другой вопрос – о разрешающей силе телескопа. И снова он не знал ответа. После ряда вопросов об оптике, по которым Гейзенберг откровенно «плавал», профессор Вин хотел уже выгнать его с экзамена. Положение спас знаменитый физик-теоретик Зоммерфельд, экзамен которому по теоретической физике Гейзенберг сдал блестяще. Так как оценка за экзамен по теоретической и экспериментальной физике была общей, Зоммерфельд уговорил Вина зачесть Гейзенбергу экзамен с наименьшей оценкой. Как признавался впоследствии сам Гейзенберг, он был достаточно добросовестным, чтобы все-таки изучить этот раздел оптики после экзамена, и знания эти оказались очень кстати.

Итак, разрешающая способность микроскопа с точностью до коэффициента порядка единицы равна:

$$\Delta x \approx \frac{\lambda}{\sin \varepsilon},$$

где  $2\varepsilon$  – угол, под которым виден объектив из точки положения рассматриваемого объекта (см. рисунок 11).

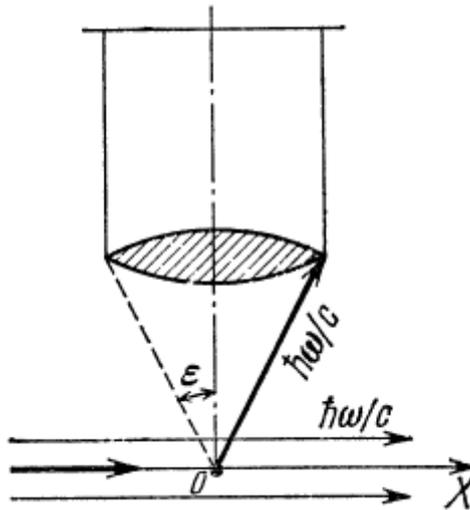


Рис. 11. Разрешающая способность микроскопа.

Выразим в этом выражении длину волны  $\lambda$  через волновой вектор  $k$ :  $\lambda = 2\pi/k$ . Тогда получим:

$$\Delta x \cdot k \sin \varepsilon \approx 2\pi.$$

Но  $k \sin \varepsilon$  – это неопределенность волнового вектора фотона  $\Delta k$ , который будет передаваться рассматриваемым малым частицам, поэтому их импульс также будет разбросан в пределах  $\Delta p = \hbar \Delta k$ . При уменьшении длины волны излучения в сторону гамма-лучей, импульс таких фотонов будет больше, и, следовательно, больше разброс импульса  $\Delta k$ . Поэтому в результате взаимодействия гамма-лучей с рассматриваемыми малыми частицами последние будут приобретать достаточно приличную скорость в произвольном направлении. С использованием последнего выражения, окончательно получим:

$$\Delta x \cdot \Delta p \approx 2\pi\hbar = h.$$

Более строгий расчет с использованием математического аппарата квантовой механики дает выражение:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/4.$$

Осуществить мечту Гейзенберга и рассмотреть электрон в атоме удалось относительно недавно. В работе международной группы, представленной на страницах физического журнала *Physical Review Letters* «Hydrogen Atoms under Magnification: Direct

Observation of the Nodal Structure of Stark States», т. 110, с. 213001 в 2013 г., при помощи фотоионизационного микроскопа удалось получить распределение электронной плотности в атоме водорода, которое полностью совпадает с результатами теоретически расчетов:

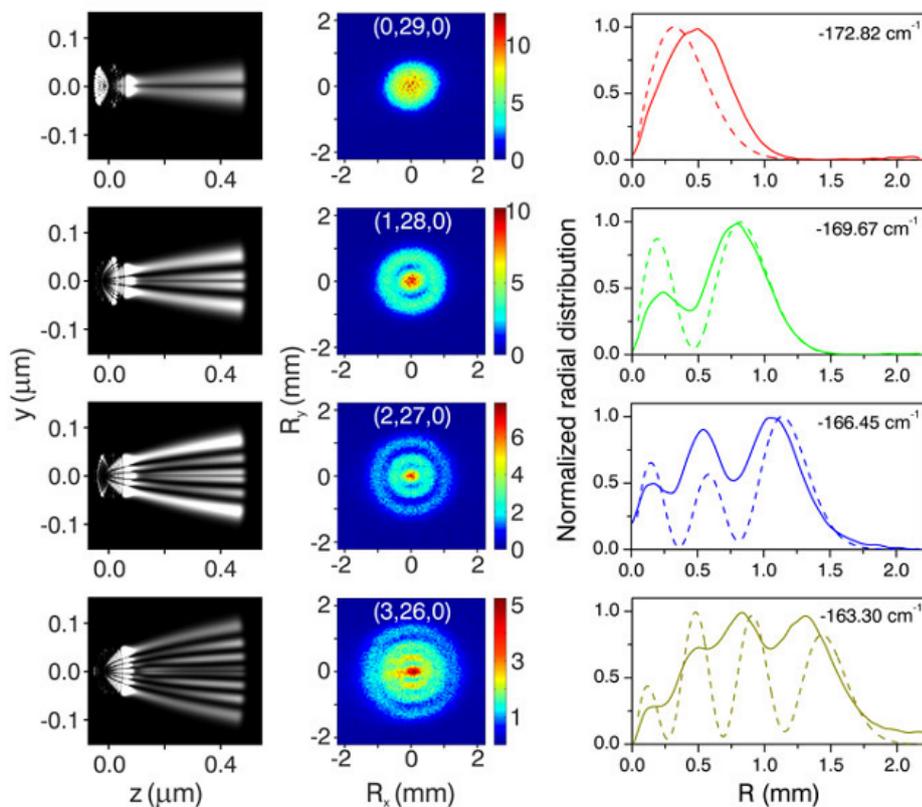


Рис. 12. Экспериментальное распределение электронной плотности в атоме водорода.

Суть фотоионизационного метода заключается в последовательной ионизации атомов водорода, то есть в отрывании от них электрона за счет электромагнитного облучения. Отделившиеся электроны направляются на чувствительную матрицу через положительно заряженное кольцо, причем положение электрона в момент столкновения с матрицей отражает положение электрона в момент ионизации атома. Заряженное кольцо, отклоняющее электроны в сторону, играет роль линзы и с его помощью изображение увеличивает в миллионы раз.

Этот метод, описанный в 2004 году, уже применялся для получения «фотографий» отдельных молекул, однако физики пошли дальше и использовали фотоионизационный микроскоп для исследования атомов водорода. Так как попадание одного электрона дает всего одну точку, исследователи накопили около 20 тысяч отдельных электронов от разных атомов и составили усредненное изображение электронных оболочек.

В соответствии с законами квантовой механики, электрон в атоме не имеет какого-то определенного положения сам по себе. Лишь при взаимодействии атома с внешней средой электрон с той или иной вероятностью проявляется в некоторой окрестности ядра атома: область, в которой вероятность обнаружения электрона максимальна, называется электронной оболочкой. На новых изображениях видны различия между атомами разных энергетических состояний; ученые смогли наглядно продемонстрировать форму предсказанных квантовой механикой электронных оболочек.

## Литература:

1. Л.И. Пономарев. Под знаком кванта. Москва, Физматлит, 2007 г., 416 с.
2. Смородинский Я. Рассказ о кванте //Квант. — 1995. — № 1. — С. 8-13.
3. Д.И. Блохинцев. Основы квантовой механики. Москва, Наука, 1976 г., 664 с.
4. A. S. Stodolna, A. Rouzée, F. Lépine, S. Cohen, F. Robicheaux, A. Gijssbertsen, J. H. Jungmann, C. Bordas, and M. J. J. Vrakking. «Hydrogen Atoms under Magnification: Direct Observation of the Nodal Structure of Stark States», Physical Review Letters, v. 110, 213001 (2013).