

**Р.В. Герни**

**Введение в квантовую  
механику**

**Москва  
«Книга по Требованию»**

УДК 53  
ББК 22.3  
P11

P11 **Р.В. Герни**  
Введение в квантовую механику / Р.В. Герни – М.: Книга по Требованию,  
2021. – 189 с.

**ISBN 978-5-458-59227-7**

Из предисловия: "В этой книге, издаваемой также Кембриджским университетским издательством, я старался изложить принципы квантовой механики в форме, понятной для экспериментаторов, и пояснить их при помощи графических методов. Я очень рад, что моя книга переведена и издается в стране, в которой научные исследования так сильно поощряются, и надеюсь, что наряду с другими книгами, выпускаемыми ОНТИ, она сыграет свою роль в том, чтобы удовлетворить ту жажду научных познаний, с которой, во время моего первого приезда в СССР, я сталкивался повсюду."

**ISBN 978-5-458-59227-7**

© Издание на русском языке, оформление  
«YOYO Media», 2021

© Издание на русском языке, оцифровка,  
«Книга по Требованию», 2021

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс

[www.samizday.ru/reprint](http://www.samizday.ru/reprint)



## Г Л А В А I.

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ. ПОРЯДОК ВЕЛИЧИНЫ ЭНЕРГИИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ.

1. Физик нашего времени, желая разрешить какую-нибудь молекулярную или атомную проблему, часто прежде всего строит энергетическую диаграмму. Для этого он откладывает по оси ординат потенциальную энергию системы, а по оси абсцисс какую-либо характеризующую ее координату. Такова, например, кривая зависимости энергии взаимного притяжения или отталкивания двух атомов, или потенциальной энергии электрона, находящегося в молекулярном электростатическом поле, от расстояния. Подобный подход в решении задач является характерным для квантовой механики и обусловлен тем обстоятельством, что потенциальная энергия  $V$  системы, как функция координат, входит в волновое уравнение Шредингера.

Умение быстро строить и интерпретировать эти энергетические кривые дается довольно легко, и сильно облегчает понимание своеобразных черт квантовой механики.

Поэтому мы прежде всего рассмотрим энергетические кривые, построенные по классическим законам, начав с наиболее простых задач. Читатель, который уже знаком с этими графическими методами, может сразу перейти к п. 2.

Если бросить массу  $m$  вертикально вверх с начальной скоростью  $v$ , то она поднимется на высоту  $\frac{v^2}{2g}$ , где  $g$  — ускорение силы тяжести. При этом движении полная энергия тела  $W$  будет оставаться постоянной, если пренебречь сопротивлением воздуха. Если построить кривую зависимости энергии  $W$  от высоты  $h$ , откладывая  $W$  по оси ординат, а  $h$  по оси абсцисс, то получится горизонтальная прямая  $AQ$  (рис. 1). При подъеме на

высоту  $h$  тело приобретает потенциальную энергию  $V$ , равную  $mgh$ .

На нашем рисунке это изобразится прямой линией  $BD$ , наклон которой равен  $mg$ . Очевидно, что расстояние по вертикали в любой точке между обеими линиями, например  $AB$ , определяет кинетическую энергию тела на соответствующей высоте. Потенциальная энергия тела при его подъеме будет увеличиваться до тех пор, пока не сделается равной полной энергии  $W$ , т. е. пока обе линии не пересекутся; при этом кинетическая энергия, очевидно, станет равна нулю, т. е. частица остановится на определенной высоте  $H$ , соответствующей вертикальной пунктирной линии, проведенной через точку  $Q$ . Затем, согласно классической механике, частица из этой точки начнет двигаться обратно. Предположение о том, что частица может подняться на высоту, большую чем  $H$ , нелепо, так как в этом случае ее

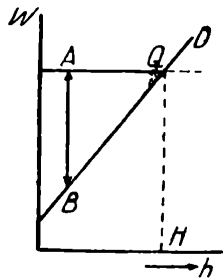


Рис. 1.

потенциальная энергия сделалась бы больше полной энергии, а ее кинетическая энергия должна была бы стать отрицательной, что не имеет смысла. Поэтому область, находящаяся за  $H$ , является запрещенной областью, в которую частицы с энергией  $W$  не могут попасть.

Процесс замедления и остановки, иллюстрированный при помощи рис. 1, лежит в основе устойчивости материальных тел.

Разработанное в XIX столетии Клаузиусом и

Максвеллом представление о том, что тепло есть проявление быстрого непреращающегося движения молекул, не приводило в применении к газам ни к каким затруднениям; наоборот, эта гипотеза очень хорошо объясняла их текучесть. Но для твердых тел положение дел совсем иное. Приведем цитату из «Британской энциклопедии»: «Перемещения атомов твердого тела при их тепловом движении очень малы, как показывают бесчисленные факты повседневных наблюдений. Например, резная поверхность металла (какую можно встретить у пластин, применяемых для гравировки по

стали) в точности сохраняет свою форму в течение столетий. Если поверхность металла покрыта тонким слоем золота, то атомы золота остаются на его поверхности сколь угодно долго; если бы они перемещались хотя бы на самые малые расстояния, то они вскоре перемещались бы с атомами основного металла и продиффундировали бы внутрь его. Таким образом атомы твердого тела могут совершать лишь незначительные колебания около своих средних положений».

Кинетическую теорию тепла можно примирить с фактом устойчивости твердых тел, только используя представление о дозволенных областях, где  $W > V$ , и запрещенных областях с резкой границей между ними, как показано на рис. 1. При этом предполагается, что для каждого атома твердого тела существует маленькая дозволенная область, в которой атом движется, в то время как все остальное пространство является для него запрещенной областью. В каком бы направлении атом ни двигался, его потенциальная энергия быстро увеличивается, а кинетическая энергия, как видно из рис. 1, уменьшается до тех пор, пока атом не остановится у поверхности, на которой  $W = V$ , и не пойдет обратно.

Кривая потенциальной энергии в любом направлении будет иметь вид, изображенный на рис. 2, так что атом заключен в своего рода потенциальную «яму» или «ящик». В этом отношении атом напоминает маятник, потенциальная энергия которого, как функция от смещения, имеет вид, аналогичный кривой рис. 2, где кинетическая энергия имеет наибольшее значение в середине. Ширина дозволенной области движения атома зависит от полной энергии, которой он обладает, точно так же, как амплитуда колебаний маятника или камертона зависит от его энергии. Таким образом, чем выше расположена линия  $PQ$  относительно линии  $AB$ , тем большей полной энергии и более широкой области она соответствует. Кривая энергии  $V$  может быть симметрична, как на рис. 2; если же движение замедляется в одном направлении

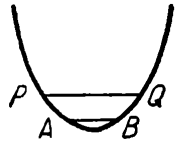


Рис. 2.

гораздо быстрее, чем в другом, то она может быть весьма асимметричной, как на рис. 49.

Представление об атомах, заключенных в небольшие области, подобные изображенной на рис. 2, применимо не только к твердому телу, — но также и к отдельной двухатомной или многоатомной молекуле. Каждый атом связан с другими атомами, потому что он находится в потенциальном ящике, окруженном со всех сторон запрещенной областью. Или говоря точнее, он остается связанным до тех пор, пока его полная энергия  $W$  меньше глубины потенциальной ямы.

Если в какой-нибудь момент времени атом приобретет такую энергию, что  $(W - V)$  делается больше, чем глубина потенциальной ямы (см., например, рис. 49), то атом получит возможность покинуть ее, т. е. молекула сможет диссоциировать.

Следующий шаг, который мы сделаем, заключается в рассмотрении движения заряженной частицы в электростатическом поле. Пусть  $A$  и  $B$  (рис. 3) — две параллельные металлические пластинки, первая из которых заряжена положительно, а вторая отрицательно. Предположим, что мы направили в середину пластинки  $A$

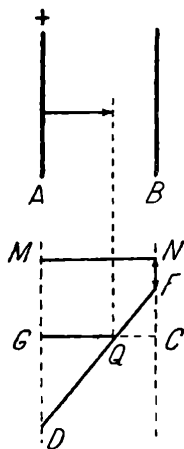


Рис. 3.

луч ультрафиолетового света, в результате чего из металла вылетел фотоэлектрон. Допустим, что он вылетел под прямым углом, как показано стрелкой. После того, как электрон покинул металл, он будет двигаться в равномерном замедляющем поле, в котором его потенциальная энергия изображается прямой линией, подобной, например,  $DF$ .

Далее, электрон может иметь, а может и не иметь достаточно энергии для того, чтобы попасть на противоположную пластинку. Если полная энергия электрона такова, что ее можно представить линией  $MN$ , то он дойдет до пластинки; падая на нее, он будет обладать еще небольшой кинетической энергией  $NF$ . Если же полная энергия меньше и определяется уровнем  $GC$ , то

электрон остановится в точке  $Q$  и, согласно классической механике, возвратится к пластинке, из которой он вылетел.

В предыдущем рассуждении мы не рассматривали, как происходит вылет электрона из внутренней части металла. Этот процесс очень похож на известный процесс вылета молекулы с поверхности жидко-

сти, — случай, который мы и рассмотрим прежде всего. Предположим, что перпендикулярно к поверхности однородной жидкости проведена прямая линия  $AB$  (рис. 4);

посмотрим, как будет изменяться потенциальная энергия молекулы вдоль этой линии. Будем откладывать по оси абсцисс высоту  $h$  по линии  $AB$ , и пусть  $S$  есть точка, в которой  $AB$  пересекает поверхность жидкости, причем жидкость предполагается слева от  $S$ , а пар — справа. Молекула, находящаяся в покое в паре,

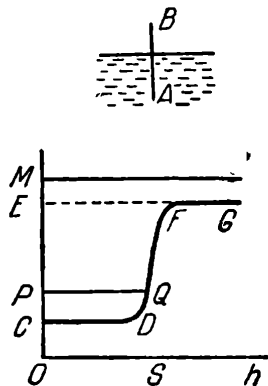


Рис. 4

обладает большей энергией, чем покоящаяся молекула внутри жидкости; пусть эта разность значений потенциальной энергии изображается отрезком  $CE$ , так что  $FG$  соответствует потенциальной энергии вне жидкости, а  $CD$  — потенциальной энергии внутри ее. Тогда потенциальная энергия молекулы вдоль линии  $AB$  будет изображаться кривой  $CDQFG$ .

Мы знаем, что если молекула приближается к поверхности жидкости изнутри с энергией большей, чем некоторая критическая энергия, то она может покинуть жидкость.

Это произойдет, например, в случае молекулы, движущейся вдоль линии  $AB$  с кинетической энергией  $CM$ . Она будет сильно тормозиться при приближении к поверхности, но все же вылетит из жидкости с небольшой остаточной кинетической энергией  $EM$ . Конечно, только небольшое количество молекул приближается к поверхности с кинетической энергией, достигающей значения  $CM$ . Средняя кинетическая энергия гораздо меньше; пусть она равна  $CP$ . Для молекулы с такой энергией область дальше  $Q$

в классической механике является запрещенной областью, так что молекула должна, достигнув точки  $Q$ , возвратиться обратно. Если  $P$  и  $M$  выбрать так, чтобы  $CP$  и  $EM$  соответствовали средним значениям кинетической энергии соответственно в жидкости и в паре, то величина, изображаемая вертикальным отрезком  $PM$ , будет представлять собой как раз скрытую теплоту испарения жидкости при данной температуре.

Теперь мы можем вернуться к вопросу о вырывании электрона из металла. При комнатной температуре спонтанный (самопроизвольный) вылет электрона с поверхности металла представляет собою сравнительно редкое явление, так как скрытая теплота испарения для электронов металла во много раз больше, чем для молекул жидкости. Но эмпирической кривой рис. 4 можно пользоваться и в этом случае, если предположить, что масштаб ординат изменен.

Пусть  $AB$  (рис. 4) — прямая, проведенная перпендикулярно к поверхности металла, и пусть  $S$  есть точка, в которой  $AB$  пересекает поверхность металла, причем справа от  $S$  находится вакуум, а слева — металл. Рассматривая покоящийся электрон внутри металла и покоящийся электрон в вакууме, мы получим кривую потенциальной энергии  $CDFG$ . Электрон, обладающий кинетической энергией, равной  $CP$ , будет возвращаться от поверхности обратно. Если, однако, на поверхность падает свет, и электрон поглотит из светового пучка энергию  $PM$ , то он сможет покинуть металл с остаточной кинетической энергией, равной  $EM$ . В этом и состоит фотоэлектрический эффект.

Если вместо того чтобы рассматривать только поверхность металла, мы будем изучать изменение потенциальной энергии электрона вдоль линии, проведенной через металл, то получим кривую (рис. 5). Эта кривая применима и к молекулам жидкости. Как в том, так и в другом случае, всякая горизонтальная линия, пересекающая кривую  $V$  (как, например,  $W$  рис. 5), определяет энергию частицы, заключенной в «потенциальный ящик», тогда как значения  $W$ , которые лежат целиком выше кривой потенциальной энергии  $V$ , соответствуют свободно вылетающей или влетающей частице.

На рис. 4 и 5 мы имели дело с системами больших размеров; дозволенной областью являлся весь объем капли жидкости или буска металла. Но если изменить масштаб абсцисс рис. 5, то мы приходим в случаю, уже описанному на рис. 2, для которого ширина дозволенной области равнялась всего лишь одному атом-

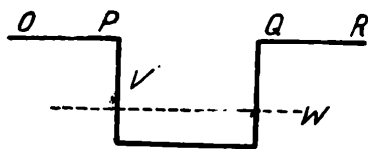


Рис. 5.

ному диаметру. При помощи кривых такого же рода можно описывать связь электронов и положительного ядра, образующих нейтральный атом. Хотя электроны внутри атома находятся в состоянии быстрого движения с кинетической энергией, равной  $W - V$ , однако каждый из них ограничен очень маленькой дозволенной областью. Если, например, начертить кривую взаимной потенциальной энергии  $V = -\frac{e^2}{r}$  электрона и протона в атоме водорода, то мы получим рис. 7. Те значения  $W$ , которые лежат

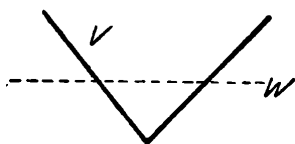


Рис. 6.

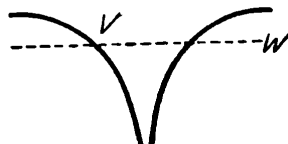


Рис. 7.

выше всех точек этой кривой, соответствуют свободному электрону; для связанного электрона кривые  $V$  и  $W$  должны пересекаться, как на рис. 7. Существенная черта атомной модели Бора состояла в предположении, что для связанных электронов в природе встречаются лишь определенные дискретные значения  $W$ .

2. В последующих главах нам часто будет необходимо оценить порядков величины энергии атомов и молекул. Поэтому, пожалуй, удобнее всего будет остановиться на этом теперь же.

Промежутки между дозволенными энергетическими уровнями в атомах или в молекулах определяют частоты  $\nu$  излучения,

которое система может испускать или поглощать, по формуле:

$$h\nu = W_m - W_n,$$

где  $h = 6,54 \cdot 10^{-27}$  эрг. сек., а  $W_m$  и  $W_n$  — какие-нибудь два значения энергии, выраженные в эргах. Частота фиолетового света равна примерно  $10^{15}$  сек.<sup>-1</sup>, следовательно, квант фиолетового света содержит приблизительно  $6 \cdot 10^{-12}$  эргов. Наиболее удобной единицей для измерения атомных энергий является электрон-вольт, т. е. энергия, приобретаемая электроном или протоном при прохождении разности потенциалов, равной одному вольту; эта единица равна  $1,6 \cdot 10^{-12}$ , точнее  $1,5911 \cdot 10^{-12}$  эргов. Таким образом, кванты видимого света содержат от 2 до 4 электрон-вольт энергии. (Вольт определяется как  $10^8$  эл.-магн. единиц; разделив это число на скорость света  $c$ , т. е. на  $3 \cdot 10^{10}$ , мы найдем, что вольт равен  $1/300$  эл.-ст. единицы. Заряд электрона  $e$  равен  $4,77 \cdot 10^{-10}$  эл.-ст. единиц, а значение электрон-вольта, выраженное в эргах, которое часто обозначают как «э. - в.», составляет  $1/300$  часть этого числа.) Полезно запомнить, что длина волны 12345 онгстрем или  $1,2345 \mu$ , лежащая в инфракрасной области, соответствует в точности 1,0 э.-в. (это легко проверить, пользуясь соотношением  $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ ). Колебательные энергии молекул обычно несколько меньше, тогда как вращательные энергии связаны со спектральными линиями в далекой инфракрасной области с длинами волн, приближающимися к 1 миллиметру.

Полезно сравнить эти величины с энергией теплового движения при комнатной температуре. Газовая постоянная, рассчитанная на 1 моль газа, равна  $8,3 \cdot 10^7$  эргов на градус; разделив это выражение на число Авогадро, равное  $6,06 \cdot 10^{23}$ , мы получим постоянную Больцмана  $k$ , равную  $1,37 \cdot 10^{-16}$  эргов на градус. По принципу Больцмана, число атомов или молекул идеального газа, обладающих внутренней энергией  $E$ , пропорционально  $e^{-\frac{E}{kT}}$  где

$T$  — температура газа. Полезно помнить, что при комнатной температуре величина  $kT$  равна, примерно,  $1/40$  электрон-вольт. Зададим теперь себе вопрос: какое количество молекул обладает энергией, достигающей 1 электрон-вольта? Ответ, очевидно, таков: эти молекулы составляют часть, равную  $e^{-40}$  или  $10^{-17}$  от общего числа. Заметное число атомов или молекул возбуждается до таких высоких уровней только при значительных температурах. С другой стороны, расстояние между вращательными уровнями молекул, о которых мы упоминали выше, часто бывает порядка 0,01 электрон-вольта. Следовательно, даже при комнатной температуре молекулы распределены между несколькими вращательными состояниями.

---

## ГЛАВА II.

### НОВЫЙ ЯЗЫК ФИЗИКИ И ХИМИИ.

Общая черта всякого научного наблюдения заключается в том, что если измерение какой-нибудь величины повторяется много раз с наибольшей возможной точностью, то получается не одно единственное значение, а ряд значений, лежащих около некоторого среднего. Значения, сильно отличающиеся от среднего, наблюдаются менее часто, чем более близкие значения.

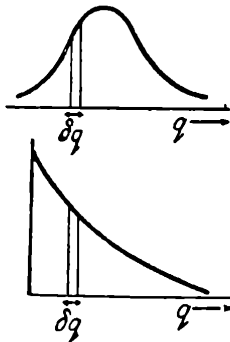


Рис. 8.

Если по оси абсцисс откладывать полученные значения измеряемой величины, а по оси ординат число случаев, в которых каждое такое значение было наблюде-  
но, то мы получим обычную «кривую ошибок» того или другого вида (рис. 8, а).

Когда физик предсказывает результат какого-либо атомного эксперимента, то его предсказание часто выражается при помощи кривой распределения. Регистрирующие приборы обычно нечувствительны к отдельным атомам, и, во всяком случае, физик не может фиксировать условия опыта настолько точно, чтобы иметь возможность предсказать одно единственное определенное значение для измеряемой величины.

Часто лучшее, что он может сделать, состоит в представлении ожидаемого результата при помощи кривой, дающей число частиц (или, что то же самое, число наблюдений над одной частицей) для которых результат измерения будет лежать, скажем, между  $q$  и  $q + \delta q$ . Такой кривой удобно дать особое название;

Часто лучшее, что он может сделать, состоит в представлении ожидаемого результата при помощи кривой, дающей число частиц (или, что то же самое, число наблюдений над одной частицей) для которых результат измерения будет лежать, скажем, между  $q$  и  $q + \delta q$ . Такой кривой удобно дать особое название;