

в которых при низких температурах перемещение электронов носит характер активационных скачков и подвижность экспоненциально растет с повышением температуры. Этот механизм электропроводности теоретически еще мало изучен, несмотря на то, что на этих материалах основан важный класс полупроводниковых приборов — терморезисторы.

1.4. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В твердом теле существуют два основных механизма переноса тепла: упругими колебаниями решетки и свободными электронами (разумеется, если таковые имеются)*). В соответствии с этим теплопроводность κ можно разбить на две части — решеточную (κ_p) и электронную ($\kappa_{эл}$):

$$\kappa = \kappa_p + \kappa_{эл}. \quad (1.49)$$

В металлах число свободных электронов очень велико (порядка 10^{22} в 1 см^3) и велика электронная теплопроводность. В диэлектриках свободных электронов почти нет и $\kappa = \kappa_p$. В полупроводниках обычно решеточная теплопроводность много больше электронной, однако в тех случаях, когда число свободных электронов относительно велико (порядка 10^{18} — 10^{20} в 1 см^3), $\kappa_{эл}$ и κ_p могут быть одного и того же порядка.

Рассмотрим обе составляющие теплопроводности отдельно.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Механизм электронной теплопроводности ничем не отличается от механизма теплопроводности обычного газа, и можно для ее анализа воспользоваться формулой для теплопроводности газа, вывод которой приводится в любом учебнике физики:

$$\kappa_{эл} = \frac{1}{3} C_v \bar{v}_0 \bar{l}, \quad (1.50)$$

где C_v — теплоемкость 1 см^3 при постоянном объеме; v_0 — средняя тепловая скорость и l — средняя длина свободного пробега молекул газа.

*) Мы здесь не останавливаемся на переносе тепла излучением, который не имеет большого значения в большинстве полупроводников (см. гл. 6).

В рассматриваемом нами случае

$$C_v = \frac{3}{2} nk, \quad (1.51)$$

где k — постоянная Больцмана и n — число свободных электронов в единице объема. Следовательно,

$$\kappa_{эл} = \frac{1}{2} knv_0\bar{l}. \quad (1.52)$$

Как и следовало ожидать, теплопроводность электронов, так же как и электропроводность, пропорциональна их концентрации и длине свободного пробега. Но только эти две величины и могут различаться в различных материалах (средняя скорость v_0 для невырожденного электронного газа зависит только от температуры). Следовательно, отношение теплопроводности к электропроводности должно быть некоторой универсальной постоянной.

Действительно, согласно формуле (1.33)

$$\sigma = \frac{ne^2\bar{l}}{2mv_0} \quad (1.53)$$

и, следовательно,

$$\frac{\kappa_{эл}}{\sigma} = \frac{k}{e^2} mv_0^2. \quad (1.53a)$$

Полагая $\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{3}{2}kT$, получаем окончательно

$$\frac{\kappa_{эл}}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (1.54)$$

Более строгий вывод (с учетом распределения электронов по энергиям) дает формула для невырожденного электронного газа

$$\frac{\kappa_{эл}}{\sigma} = (r + 2) \left(\frac{k}{e} \right)^2 T = LT^*), \quad (1.55)$$

где r — показатель степени в зависимости длины свободного пробега от энергии, и для сильновырожденного электронного газа (т. е. в металлах)

$$\frac{\kappa_{эл}}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (1.56)$$

*) Коэффициент в отношении теплопроводности к электропроводности, который мы обозначим буквой L , называют числом Лоренца.

Если выразить теплопроводность $\kappa_{эл}$ в $вт/см \cdot град$ и электропроводность σ в $ом^{-1} \cdot см^{-1}$, то согласно (1.56) для металлов

$$\frac{\kappa_{эл}}{\sigma} = 2,44 \cdot 10^{-8} T \quad (1.57)$$

и для полупроводников согласно (1.55)

$$\frac{\kappa_{эл}}{\sigma} = 0,7 \cdot 10^{-8} T (r + 2). \quad (1.58)$$

Соотношения (1.55) и (1.56) носят название закона Видемана и Франца по имени ученых, впервые установивших, что отношение теплопроводности к электропроводности металлов есть величина постоянная (зависящая только от температуры).

Соотношение (1.55) было также подтверждено на полупроводниках советскими учеными А. Ф. Иоффе и А. В. Иоффе, Е. Д. Девятковой и П. В. Гультяевым.

Однако они же и одновременно независимо от них иностранные ученые установили, что закон Видемана и Франца соблюдается лишь в области примесной проводимости. Уже при приближении к температуре, при которой начинает проявляться собственная проводимость, теплопроводность начинает расти значительно быстрее, чем электропроводность, и в области собственной проводимости достигает значений, на много больших, чем следует из (1.55). Причина этого явления заключается в следующем.

Формула (1.53), выведенная для обычного газа, учитывает лишь тепло, переносимое электронами за счет того, что их кинетическая энергия растет с повышением температуры. Но в области собственной проводимости число электронов и дырок на горячем конце образца больше, чем на холодном; в результате этого возникает диффузия электронно-дырочных пар в направлении, обратном градиенту температуры, и на горячем конце будет поглощаться энергия, необходимая для образования такой пары, а на холодном пары будут рекомбинировать и та же энергия будет выделяться. Эта энергия состоит из кинетической энергии электрона и дырки и энергии $\Delta \mathcal{E}_0$, необходимой для того, чтобы электрон был переброшен из заполненной зоны в свободную. Так как обычно $\Delta \mathcal{E}_0 \gg kT$, то энергия, переносимая такой парой, во много раз больше, чем переносимая электроном или дыркой в области примесной

проводимости. Таким образом, возникает дополнительный поток тепла и дополнительная теплопроводность $\Delta\kappa_{эл}$. Если число пар велико, то будет велика и дополнительная теплопроводность $\Delta\kappa_{эл}$. Но для этого необходимо, чтобы ширина запрещенной зоны была не слишком велика, так как в области собственной проводимости $n = p \sim e^{-\Delta\mathcal{E}_0/2kT}$. Поэтому $\Delta\kappa_{эл}$ велико в полупроводниках со сравнительно узкой запрещенной зоной (так, например, в теллуриде висмута, в котором это явление было впервые обнаружено, $\Delta\mathcal{E}_0 \approx 0,2$ эв). Б. И. Давыдовым и И. М. Шмушкевичем [3] была выведена формула для электронной теплопроводности в области собственной проводимости с учетом $\Delta\kappa_{эл}$ за много лет до того, как это явление было обнаружено на опыте:

$$\kappa_{pn} = L(\sigma_p + \sigma_n) + L \frac{2\sigma_p\sigma_n}{\sigma_p + \sigma_n} \left(\frac{\Delta\mathcal{E}_0}{2kT} + r + 2 \right)^2, \quad (1.59)$$

где r — показатель степени в зависимости длины свободного пробега электрона от энергии.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ*)

Атомы твердого тела связаны друг с другом упругими силами. Поэтому тепловые колебания любого атома передаются соседнему, и таким образом по всему телу во всех возможных направлениях распространяются упругие волны. Эти волны отличаются друг от друга не только направлением распространения, но и своей длиной, **): наиболее короткие имеют длину λ , равную удвоенному расстоянию между соседними атомами; наиболее длинные имеют длину λ , равную удвоенной длине кристалла L . Скорости их распространения ***) ω_ϕ связаны с длиной волны и частотой колебаний ν соотношением

$$\omega_\phi = \lambda\nu, \quad (1.60)$$

*) Нарисованная здесь картина очень упрощена, см. подробнее гл. 2 и 6.

**) Кроме этого, волны отличаются друг от друга поляризацией; для заданной длины волны и направления существует три вида колебаний: два поперечных и одно продольное.

***) Речь идет о фазовой скорости.

т. е. частота каждого колебания обратно пропорциональна длине волны:

$$v = \frac{\omega_{\Phi}}{\lambda}. \quad (1.61)$$

В теории колебаний обычно вводится понятие волнового числа $q = 1/\lambda$, равного числу волн, укладываемых на единице длины, и волнового вектора q , равного по абсолютной величине волновому числу и совпадающего с направлением распространения волны.

Остановимся коротко на факторах, определяющих теплопроводность решетки. Если бы кристалл был совершенно идеальным (т. е. не имел бы никаких дефектов), а атомы были бы связаны друг с другом силами F , строго подчиняющимися закону Гука:

$$F = -f \frac{x - x_0}{x_0} = -f \frac{\Delta x}{x_0}, \quad (1.62)$$

где f — коэффициент упругой связи; x_0 — нормальное расстояние между покоящимися атомами (т. е. постоянная решетки $x_0 = a$) и Δx — изменение этого расстояния, то колебания были бы строго периодическими (гармоническими); при этих условиях упругие волны совершенно не взаимодействовали бы при встрече друг с другом и проходили бы «одна сквозь другую» так же свободно, как лучи света в пустоте.

Если в таком идеальном кристалле можно было бы создать перепад температур, то атомы, находящиеся на горячем конце и колеблющиеся с наибольшими амплитудами, передавали бы свою энергию соседним и фронт тепловой волны распространялся бы со скоростью звука вдоль всего кристалла. Так как при этом тепловая волна не встречала бы на своем пути никакого сопротивления, то для создания бесконечно большого потока тепла достаточно было бы бесконечно малого градиента температуры; теплопроводность такого кристалла была бы бесконечной*). Но таких идеальных кристаллов не существует. В реальных же кристаллах сила взаимодействия соседних атомов лишь в первом приближении (при очень небольших смещениях Δx) может быть представлена уравнением (1.62).

*) Точнее, при отсутствии взаимодействия между колебаниями нельзя бы было ввести понятие температуры, а следовательно — и теплопроводности.

В действительности же F выражается через Δx бесконечным рядом

$$F = -f \frac{\Delta x}{x_0} + g \left(\frac{\Delta x}{x_0} \right)^2 + \dots \quad (1.63)$$

и чем больше изменение расстояния (амплитуда колебаний) Δx , тем большее значение приобретают последующие члены ряда.

При упругих деформациях кристалла под влиянием внешнего воздействия смещения Δx бывают обычно очень малы; следовательно, вторым членом в (1.63) можно пренебречь, и поэтому в данном случае соблюдается закон Гука (1.62).

При рассмотрении тепловых колебаний необходимо (и обычно достаточно) учитывать второй член в разложении (1.63); при этом значение его тем больше, чем больше коэффициент g , называемый коэффициентом ангармоничности, и чем больше амплитуда колебаний (т. е. чем выше температура). Наличие этого члена приводит к двум важным следствиям:

— среднее расстояние между атомами в реальном кристалле растет с повышением температуры, причем коэффициент теплового расширения пропорционален коэффициенту g ;

— колебания атомов перестают быть строго гармоническими и в результате этого не могут распространяться независимо, а напротив, при встрече друг с другом рассеиваются, т. е. меняют направление своего движения и обмениваются энергией.

В реальных твердых телах, кроме этого, всегда имеются дефекты (примеси, пустые узлы и атомы в междуузлиях, дислокации, границы зерен в поликристаллических материалах), на которых также рассеиваются упругие волны.

Поэтому теплопроводность реальных кристаллов имеет конечную величину, зависящую от того, в какой мере перечисленные выше факторы (ангармоничность колебаний и дефекты) затрудняют распространение тепловых волн.

Для любых волн, точно так же, как и для частиц, можно ввести понятие длины свободного пробега l ; в данном случае это расстояние, на котором волна один раз рассеивается, т. е. изменяет направление своего движения *).

*) Точнее, это то расстояние, на котором амплитуда волны в результате рассеяния уменьшится в e раз.

При низких температурах длина свободного пробега упругих волн ограничивается рассеянием на дефектах, при высоких — рассеянием друг на друга (вследствие их ангармоничности).

Дебай в 1915 г. вывел формулу для теплопроводности кристаллической решетки, совершенно аналогичную по внешнему виду формуле (1.52) для теплопроводности газа:

$$\kappa_p = \frac{1}{3} C \omega_{\phi} \bar{l}_{\phi}, \quad (1.64)$$

где C — теплоемкость 1 $см^3$ решетки ($C = c_v \rho$, c_v — удельная теплоемкость и ρ — плотность);

ω_{ϕ} — скорость звука *);

\bar{l}_{ϕ} — средняя длина свободного пробега упругих волн — фононов) см. ниже).

Рассмотрим каждый сомножитель, входящий в правую часть (1.64), отдельно.

Скорость звука ω_{ϕ} выражается через плотность ρ , и модуль сжимаемости — через g_0 :

$$\omega_{\phi} = \sqrt{\frac{g_0}{\rho}}. \quad (1.65)$$

Эта величина сравнительно слабо отличается в различных твердых телах и обычно приблизительно равна 10^5 $см/сек$.

Рассмотрим первый множитель в (1.64) — теплоемкость единицы объема. Для этого представим себе, что рассматриваемый нами кристалл находится в тепловом равновесии с окружающим его газом (полученные таким образом результаты будут справедливы и для твердого тела в вакууме). Молекулы газа, бомбардируя поверхность кристалла, будут обмениваться с его атомами энергией, поэтому в состоянии равновесия средние кинетические энергии атомов твердого тела и газа будут одинаковы и равны $\frac{3}{2}kT$. Но энергия колеблющихся атомов состоит из кинетической и потенциальной; в момент максимального отклонения вся энергия переходит в потенциальную, в момент прохождения через положение равновесия вся энергия переходит в кинетическую, а в среднем (во времени) они должны быть равны. Следовательно, среднее значение

* Точнее, в (1.64) вместо ω_{ϕ} должно быть поставлено $\omega_{гр}$ — групповая скорость тепловых колебаний (см. гл. 2 и 6).

потенциальной энергии колеблющегося атома должно быть тоже $\frac{3}{2}kT$, полная энергия $\mathcal{E} = 3kT$; полная энергия \mathcal{E} грамм-атома любого вещества, таким образом, должна быть одна и та же и равна $\mathcal{E}_N = \mathcal{E}N = 3RT$ (где N — число Авогадро и R — универсальная газовая постоянная). Тогда теплоемкость грамм-атома

$$C = \frac{d\mathcal{E}}{dT} = 3R \approx 6 \text{ кал/моль.} \quad (1.66)^*$$

Соотношение (1.66), носящее название закона Дюлонга и Пти, в память ученых, установивших его эксперимен-

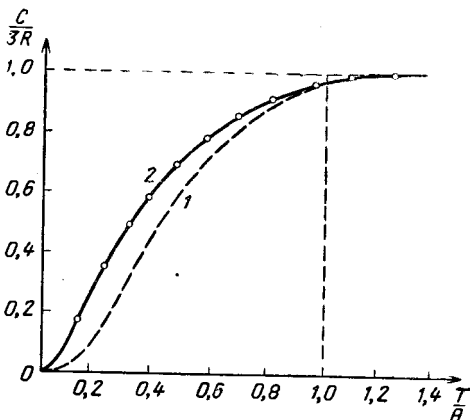


Рис. 1.11. Температурная зависимость теплоемкости твердого тела:

1 — функция Эйнштейна; 2 — функция Дебая. Кружками отмечены экспериментальные точки.

тально, нашло блестящее подтверждение в измерениях теплоемкости большого количества материалов при комнатной и более высоких температурах. Однако в дальнейшем исследования в области низких температур показали, что теплоемкость всех тел здесь падает по кривой, аналогичной кривой 2, представленной на рис. 1.11, причем

*) Для твердых тел теплоемкости при постоянном давлении (c_p) и постоянном объеме (c_v) очень мало отличаются друг от друга; это связано с тем, что при изменении давления объем твердого тела меняется очень слабо (по сравнению с газом), и поэтому работа при этом совершается очень малая; поэтому в дальнейшем мы не будем для твердого тела делать различия между c_v и c_p и индекс при c будем опускать.

температура θ , при которой начинается это падение (названная в дальнейшем температурой Дебая), для различных тел различна *).

Для объяснения аномального поведения теплоемкости Эйнштейн в 1911 г. предположил, что энергия колеблющегося атома (осциллятора) не может меняться непрерывно,

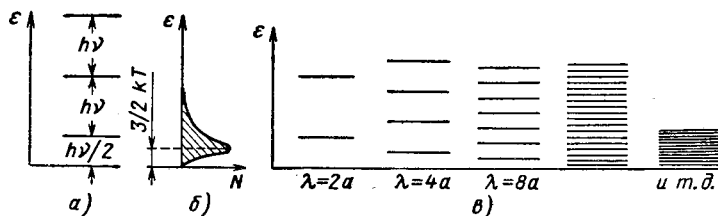


Рис. 1.12. Энергетический спектр квантованного осциллятора (а), распределение атомов газа по энергиям (б) и энергетический спектр цепочки атомов (в).

а изменяется лишь определенными порциями — квантами, причем величина этой порции связана с частотой колебаний соотношением

$$\epsilon_0 = h\nu, \quad (1.67)$$

где h — некоторая универсальная постоянная, равная $h = 6,57 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек **).

На рис. 1.12, а изображен энергетический спектр такого квантованного осциллятора. В соответствии со сказанным выше он состоит из серии линий, отстоящих друг от друга на равное расстояние $\epsilon_0 = h\nu$. Самый нижний уровень соответствует состоянию с энергией $h\nu/2$ ***). Если частота колебаний равна, например, 10^{13} сек, то $\epsilon_0 \approx 10^{-13}$ эрг.

Представим снова, что твердое тело, состоящее из таких квантованных осцилляторов, окружено газом и находится в тепловом равновесии с ним, причем температура газа

*) Но если чертить эту зависимость в относительных координатах T/θ , как это сделано на рис. 1.11, то $c = f(T/\theta)$ сливаются для различных тел в одну универсальную кривую.

***) Понятие кванта и величина h (названная постоянной Планка) уже за десять лет до этого были введены Планком в теорию электромагнитного излучения.

****) Это состояние (так называемых нулевых колебаний) соответствует температуре абсолютного нуля.

100° К. При такой температуре средняя кинетическая энергия атомов газа ($\frac{3}{2}kT \approx 0,015 \text{ эв}$) будет много меньше ϵ_0 . (Значение энергии, равное $\frac{3}{2}kT$, нанесено на графике штриховой линией.) Если бы все атомы газа обладали такой энергией, недостаточной для перевода осцилляторов в первое возбужденное состояние, то колебания твердого тела вовсе не возбуждались бы и его теплоемкость равнялась бы нулю.

В действительности энергии атомов газа лишь в среднем равны $\frac{3}{2}kT$, и всегда имеется небольшое число атомов, энергия которых много больше средней. Эти атомы при соударениях с твердым телом будут заставлять колебаться небольшое число его атомов, поэтому теплоемкость твердого тела будет отлична от нуля, но много меньше величины, предсказываемой законом Дюлонга и Пти. Чем выше температура, тем большее количество молекул газа будет в состоянии возбуждать колебания и тем больше будет теплоемкость твердого тела. Наконец, при некоторой температуре, при которой средняя энергия молекул газа станет больше ϵ_0 , практически все атомы твердого тела перейдут в первое возбужденное состояние; при более высоких температурах дискретность энергетического спектра уже не будет чувствоваться, энергия осциллятора будет возрастать линейно и теплоемкость его достигнет значения $3R$, предсказываемого классической теорией. Более строгое рассмотрение показывает, что это произойдет при температуре θ , определяемой уравнением

$$k\theta = h\nu \text{ или } \theta = \frac{h\nu}{k}. \quad (1.68)$$

Эта температура называется температурой Дебая. Эйнштейн оформил изложенные выше качественные соображения количественно и вывел формулу для молекулярной теплоемкости твердого тела

$$C = \frac{3R \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^2}. \quad (1.69)$$

Как видно из (1.69), при $kT \ll h\nu$

$$C \approx 3R \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 e^{-\frac{h\nu}{kT}} \ll 3R, \quad (1.70)$$

а при $kT \gg hv$

$$C \approx 3R.$$

(1.71)

На рис. 1.11 штриховой линией показана температурная зависимость теплоемкости, построенная согласно (1.69). Как видно из рисунка, при высоких температурах она дает хорошее согласие с опытными данными, а при низких — слишком крутое падение.

Дебай в 1912 г., анализируя причины расхождения формулы Эйнштейна с опытными данными, обратил внимание на то, что в твердом теле распространяются упругие колебания не с одной длиной волны, а с самими различными — от $\lambda = 2a$ (где a — постоянная решетки) до $\lambda = 2L$ (L — длина всего кристалла). В соответствии с (1.61) частота таких колебаний также колеблется в очень широких пределах; частота колебаний самых коротких волн равна частоте ν_0 колебаний в модели Эйнштейна, частота самых длинных в отношении a/L ниже. Энергия каждой упругой волны, по Дебаю, может меняться также только дискретно на величину $\pm hv$, где ν — частота колебаний. Следовательно, энергетические уровни для длинных волн будут расположены во много раз чаще, чем для коротких (рис. 1.12, в). Поэтому длинноволновые колебания будут возбуждаться при сравнительно низких температурах и возрастание теплоемкости начнется раньше, чем это следует из теории Эйнштейна. Дебай вывел формулу для теплоемкости твердого тела с учетом этих соображений, которая дала прекрасное совпадение с опытными данными (см. гл. 2).

Приведенные выше представления о квантовании энергии упругих волн позволяют нам сделать еще один шаг во введение понятий квантовой механики. Оказывается, что изменение энергии колебаний (волны) на один квант можно рассматривать как появление или исчезновение особой частицы — фонона, имеющего энергию $\epsilon = hv$ и движущегося со скоростью звука. Если колебание с частотой ν_i возбуждено до какого-либо n -го уровня, то на корпускулярном языке это означает, что в кристалле имеется n частиц i -го сорта, движущихся в направлении распространения данной волны. В дальнейшем выяснилось, что фонону можно также приписать и импульс, связанный с волновым вектором волны соотношением

$$p = \hbar q.$$

(1.72)

Таким образом, фононы приобрели не только ряд свойств, похожих на свойства обычной частицы (наличие энергии, импульса), но и свойства, во многом отличные (постоянство скорости, энергии и значения импульса, способность «исчезать» и появляться при изменении энергии колебаний). Направление импульса фонона может меняться, и это соответствует изменению направления распространения волны после того, как произошел акт рассеяния.

Эти представления, введенные вначале чисто формально, в дальнейшем оказались чрезвычайно плодотворными. Оказалось, что почти все процессы, связанные с упругими колебаниями решетки, можно перевести на фононный язык: рассеяние электрона на тепловых колебаниях решетки можно рассматривать как столкновение с фононом, причем при таком столкновении соблюдаются законы сохранения энергии и импульса. Точно так же рассеяние (благодаря ангармоничности) одной упругой волны на другой можно рассматривать как столкновение фонона с фононом, рассеяния волн на дефектах — как столкновение фононов с дефектами, явление теплопроводности — как поток фононов от горячего конца тела к холодному и т. д. При этом все закономерности приобретают более простой и удобный для вычислений вид. Более того, ряд явлений оказалось возможным объяснить только с помощью фононных представлений. Поэтому эти представления теперь следует рассматривать не как формальный прием, а наоборот, как одно из проявлений сложной (двойственной) природы материи.

Величина третьего множителя в выражении (1.64) для теплопроводности кристаллической решетки — длины свободного пробега \bar{l} упругой волны (или, как теперь мы можем сказать, фонона), как уже упоминалось, ограничивается при низких температурах рассеянием фононов на дефектах, а при высоких — фононов на фононах. Чем больше коэффициент ангармоничности g в (1.63), тем больше вероятность актов рассеяния; на фононном языке это означает: тем больше поперечное сечение фонона.

С другой стороны, чем ниже температура Дебая для данного тела, тем больше будет число фононов при какой-то заданной температуре, тем больше будет, следовательно, актов соударения. Поэтому длина свободного пробега фононов в данном материале будет тем меньше, чем больше

коэффициент ангармоничности в (1.63) и чем ниже температура Дебая.

Эти качественные соображения, развитые А. Ф. Иоффе, удовлетворительно согласуются с опытными данными.

1.5. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

РАБОТА ВЫХОДА

Для того чтобы оторвать от изолированного атома валентный электрон, необходимо затратить некоторую работу, т. е. сообщить электрону энергию, необходимую для преодоления сил притяжения. Эта энергия, выраженная в электрон-вольтах, называется (для газов) ионизационным потенциалом. Соответствующее понятие для твердого тела носит название работы выхода. Качественно происхождение работы выхода можно объяснить следующим образом.

На рис. 1.13, *a* изображены схематически энергетические спектры трех изолированных атомов одновалентного металла; штриховой линией обозначена потенциальная энергия электрона в электрическом поле ядра, сплошными горизонтальными линиями — энергетические уровни валентного электрона и следующий за ним свободный уровень. Стрелкой обозначен ионизационный потенциал.

На рис. 1.13, *б* показано, как модифицируется спектр электрона в металле. В этом случае энергетические барьеры между соседними атомами настолько снижаются, что валентные электроны приобретают возможность свободно перемещаться вдоль всего кристалла; из валентных уровней образуется наполовину заполненная валентная зона, из свободных уровней — следующая за ней свободная зона.

Однако, как видно из рисунка, ход потенциала на поверхности металла остается приблизительно таким же, как у изолированного атома: для того чтобы «вырвать» валентный электрон из металла, необходимо затратить значительную работу (обозначенную на чертеже стрелкой). Как уже упоминалось выше, эту работу и называют работой выхода.

Нарисованная выше картина чрезвычайно схематична. В действительности, в работу выхода входит целый ряд дополнительных составляющих: энергия взаимодействия отрываемого электрона со всеми (и в первую очередь с ближайшими) атомами кристалла (это взаимодействие,