

в рассмотренных выше случаях значительно сложнее. Иногда аномалии в термо-э. д. с. объясняются (по крайней мере частично) температурной зависимостью эффективной массы.

Посмотрим, в каких случаях может наблюдаться анизотропия термо-э. д. с. Как мы уже упоминали выше, анизотропия эффективной массы не приводит к анизотропии термо-э. д. с. Анизотропия электропроводности (и подвижности) также не приводит непосредственно к анизотропии термо-э. д. с. Действительно, если длина свободного пробега носителя зависит от направления его движения:

$$l = f(\varphi) \varepsilon^r, \quad (6.47)$$

но показатель степени r не зависит, то согласно (6.37) термо-э. д. с. также не будет зависеть от направления.

В действительности анизотропия термо-э. д. с. наблюдается в следующих двух случаях:

— если одновременно конкурируют несколько механизмов рассеяния (с различными r), причем их эффективность различна для разных направлений;

— если одновременно имеется несколько сортов носителей и при этом парциальные электропроводности по-разному анизотропны.

6.5. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

В § 1.4 мы коротко рассмотрели два механизма теплопроводности — электронный и фононный; однако все выводы, сделанные при этом, носили грубо качественный характер. Теперь мы рассмотрим эти же вопросы более последовательно. Остановимся также коротко на фотонной теплопроводности, которая сравнительно редко, но все же проявляется в полупроводниках. Начнем рассмотрение теплопроводности с ее электронной составляющей, воспользовавшись законом Видемана и Франца.

Напомним соображения, на основании которых он был получен; в гл. 1 для этого мы воспользовались выражением для теплопроводности

$$\kappa_{эл} = \frac{1}{3} C v_0 l \quad (6.48)$$

и электропроводности

$$\sigma = \frac{e^2 n \bar{l}}{2m v_0}. \quad (6.49)$$

Поделив одно на другое, сократив n и \bar{l} и заменив $1/2mv_0$ на $3/2kT$, мы, таким образом, получили выражение

$$\frac{\kappa}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (6.50)$$

В приведенном выводе есть целый ряд погрешностей:

1. Заменив в двух различных выражениях, (6.48) и (6.49), выражения длины свободного пробега электронов их средними значениями, мы поступили слишком опрометчиво, так как, по существу, приняли негласно допущение, что обе эти величины не зависят от энергии. Полагая $l \sim \varepsilon^r$, как это мы делали в предыдущей главе, и подставляя это выражение в (6.48) и (6.49), получаем $\kappa_{эл} \sim \varepsilon^{r+\frac{1}{2}}$, $\sigma \sim \varepsilon^{r-\frac{1}{2}}$, и, следовательно,

$$\frac{\kappa}{\sigma} = f \left(\frac{\varepsilon^{r+\frac{1}{2}}}{\varepsilon^{r-\frac{1}{2}}} \right). \quad (6.51)$$

Таким образом, выражение (6.51) показывает, что отношение κ/σ должно зависеть от механизма рассеяния носителей.

2. Из (6.48) и (6.49) очевидно также, что κ/σ должно зависеть от степени вырождения.

3. Мы не учли влияния термо-э. д. с. на тепловой поток, переносимый электронами.

4. Наконец, далеко не очевидно, что в (6.48) и (6.49) входит одна и та же средняя длина свободного пробега.

Чтобы понять это, рассмотрим более подробно, какой вид имеет функция распределения при наличии электрического и теплового поля.

В первом случае электрическое поле E_x смещает функцию распределения на величину

$$\Delta v_x = \omega_x \tau = \frac{eE_x}{m} \tau \quad (6.52)$$

и несколько деформирует ее (как показано на рис. 6.8), так как τ для электронов с различной энергией различно.

Во втором случае дело обстоит сложнее. На рис. 6.9 схематически представлена функция распределения f для трех точек образца при наличии градиента температуры,

в точку *б* приходят электроны из точек *а* и *в*, поэтому функция распределения в точке *б* сугубо несимметрична. Однако при таком виде функции распределения *f* в образце существует не только тепловой поток, но и термоэлектри-

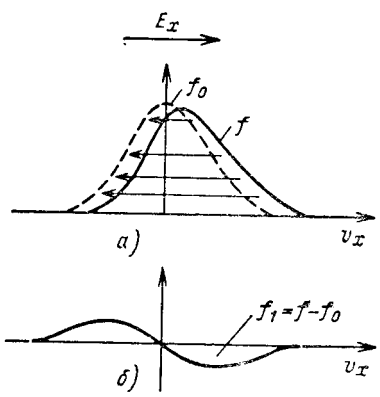


Рис. 6.8. Изменение функции распределения под действием электрического поля (а), неравновесная добавка к функции распределения (б).

ческий ток, теплопроводность же обычно измеряется при разомкнутой цепи; при этих условиях на холодном конце образца накапливаются горячие электроны и возникает

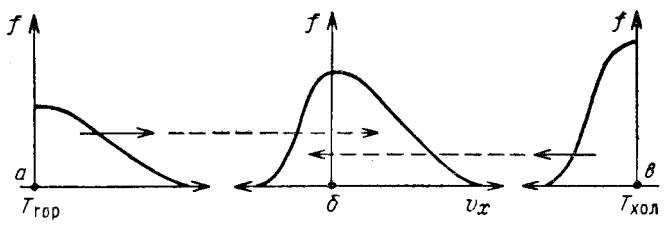


Рис. 6.9. Изменение функции распределения под действием градиента температуры.

термоэлектрическое поле, смещающее функцию распределения в обратном направлении. Таким образом, в окончательном виде она имеет вид, представленный на рис. 6.10, *а* и *б*.

Сопоставление рис. 6.9 и рис. 6.10 показывает, что для восстановления равновесия в первом и втором случае могут играть роль совершенно разные столкновения. В первом случае основную роль играют так называемые гори-

горизонтальные переходы *), т. е. упругие столкновения, связанные с отклонением электронов на большие углы (порядка 180°), эти переходы показаны на рис. 6.9 горизонтальными стрелками.

Во втором случае, напротив, основную роль должны играть почти вертикальные переходы (т. е. неупругие

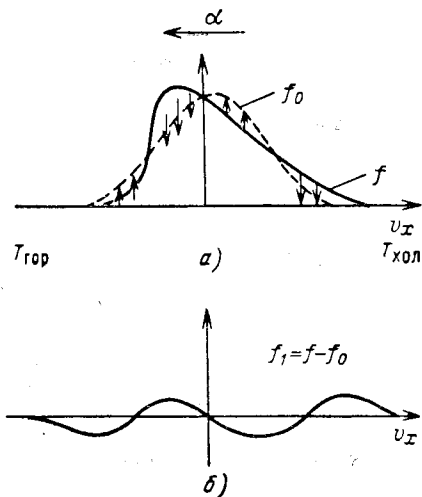


Рис. 6.10. Измененная функция распределения под действием градиента температуры и поля термо-э. д. с. (а) и неравновесная добавка к функции распределения (б).

столкновения); электроны, находящиеся за пределами поверхности Ферми, попадают после такого перехода внутрь ее и меняют при этом свою энергию.

Ясно, что при этом сокращать длину свободного пробега в (6.48) и (6.49), где она определяется различными процессами, в общем случае нельзя.

Положение облегчает тот факт, что при рассеянии на дефектах, как мы показали в гл. 5, все столкновения почти упруги, поэтому l в обоих выражениях оказывается одним и тем же. При рассеянии электронов на акустических тепловых колебаниях решетки при высоких температурах столкновения также почти упруги, при низких температурах и при рассеянии на оптических колебаниях заметную роль начинают играть неупругие столкновения, которые ограничивают теплопроводность и слабо влияют

*) Переходы внутри одного шарового слоя в пространстве импульсов.

на электропроводность; в этих последних случаях электронная теплопроводность оказывается меньше, чем это следует из закона Видемана и Франца. Этот случай требует особого рассмотрения, так как выражение для функции распределения (5.67), полученное в предположении, что все столкновения упругие, в данном случае неприменимо.

Неупругими являются также межэлектронные столкновения; как мы уже упоминали, на электропроводность они влияют лишь косвенно, так как не меняют полного импульса электронной подсистемы, а лишь перераспределяют его и приводят, таким образом, к изменению средней энергии. При наличии разности температур мы имеем встречные потоки электронов, и эти столкновения влияют непосредственно. Таким образом, и абсолютное число столкновений, и показатель степени r в κ (α), с одной стороны, и в σ с другой, могут быть различны.

Для того чтобы получить строгое выражение для отношения теплопроводности и электропроводности, можно воспользоваться выражением (5.68 а) и вывести аналогичное выражение для теплопроводности. Для этого воспользуемся выражением для функции распределения при наличии градиентов потенциала и температуры

$$f = \tau v_x \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \left[\frac{\epsilon - \mu}{T} + \frac{\partial (\epsilon \phi - \mu)}{\partial x} \right] \quad (6.53)$$

и напомним снова выражения для электрического тока и теплового потока:

$$j = \int e f g(\epsilon) d\epsilon \quad (6.54)$$

и

$$Q = \int \epsilon f g(\epsilon) d\epsilon. \quad (6.55)$$

Приравняв ток к нулю, находим поле термо-э. д. с.:

$$\frac{\partial \left(\frac{\mu}{e} - \phi \right)}{\partial x} = \frac{k}{e} \left[\frac{1}{T} \frac{\int \epsilon^2 \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \tau g(\epsilon) d\epsilon}{\int \epsilon \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \tau g(\epsilon) d\epsilon} - \mu^* \right]. \quad (6.56)$$

Подставив (6.56) в (6.53) и затем в (6.55), можно получить выражение для теплового потока с учетом термо-э. д. с. и электронную теплопроводность.

Для случая параболической зоны $g(\varepsilon) = 4\pi/h^3 (2m)^{3/2} \times \varepsilon^{1/2} d\varepsilon$ и степенной зависимости длины свободного пробега электрона от его энергии $l = l_0(T) \varepsilon^r$, получим:

$$\kappa_{эл} = \frac{16\pi m l_0(T) k}{3h^3} (kT)^{r+2} \left[(r+3) F_{r+2}(\mu^*) - \frac{(r+2)^2}{(r+1)} \frac{F_{r+1}^2(\mu^*)}{F_r(\mu^*)} \right]. \quad (6.57)$$

Согласно (6.57) и (6.58) $\kappa/\sigma = A (k/e)^2 T$, где A — безразмерный коэффициент, равный

$$A = \left[\frac{r+3}{r+1} \frac{F_{r+2}(\mu^*)}{F_r(\mu^*)} - \frac{(r+2)^2}{(r+1)^2} \frac{F_{r+1}^2(\mu^*)}{F_r^2(\mu^*)} \right]. \quad (6.58)$$

В случае невырожденного электронного газа $A = r + 2$, в случае полного вырождения $A = \pi^2/3$, в промежуточных

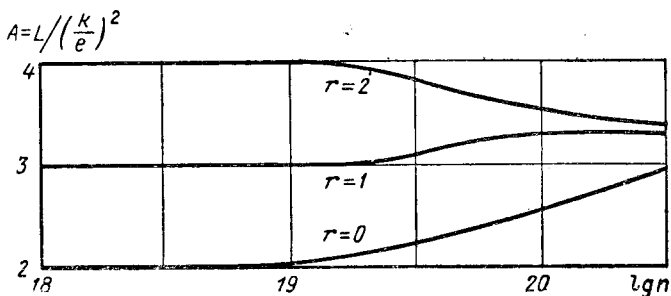


Рис. 6.11. Зависимость числа Лоренца (т. е. постоянной в законе Видемана — Франца) от механизма рассеяния и степени вырождения электронов проводимости.

случаях A , как это видно из (6.58), является функцией от r и μ^* . На рис. 6.11 для иллюстрации приведена зависимость A от концентрации носителей для трех случаев: $r = 0$ (рассеяние на акустических колебаниях), $r = 1$ (рассеяние на оптических колебаниях) и $r = 2$ (рассеяние на ионах примеси). Как мы уже упоминали, при наличии неупругого рассеяния (межэлектронные столкновения и рассеяние на оптических колебаниях) полученные выше выражения для A будут неточны.