

## ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕСНОЙ ПРОВОДИМОСТИ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ, ИМЕЮЩИХ СОБСТВЕННЫЕ ДЕФЕКТЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ЭНЕРГИЕЙ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫЕ ПРИМЕСНЫЕ АТОМЫ

Цэндин К. Д.

Рассмотрена статистика носителей заряда в легированных неупорядоченных полупроводниках, имеющих собственные дефекты с отрицательной корреляционной энергией. Детально проанализирован случай, когда концентрации собственных дефектов ( $D$ ) и электрически активных примесных центров ( $N$ ) приблизительно равны. Получена существенная асимметрия температурной зависимости концентрации носителей в случаях  $N \cong D$ . При обсуждении экспериментальных данных показано, что они свидетельствуют в пользу соотношения  $N \approx D$ . Исходя из этого предполагается, что при легировании неупорядоченных полупроводников закономерно возникают процессы самокомпенсации, вызывающие появление собственных дефектов.

*Введение.* Экспериментальные данные, свидетельствующие об электрической активности различных примесей в неупорядоченных полупроводниках, анализировались в [1] на основе качественной модели легирования неупорядоченных полупроводников. В модели считалось, что основное количество примесных атомов, попадая в неупорядоченную матрицу, насыщает все свои валентные связи и электрически не активно. Электрически же активны только

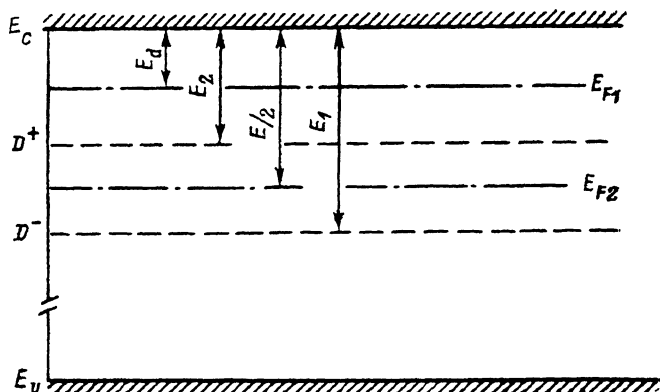


Рис. 1. Энергетическая диаграмма.

$E_d$  — энергия донорного состояния,  $E_1, E_2$  — энергии первой и второй ионизации  $D$ -центра. Указаны положения  $E_{F1}, E_{F2}$  при  $T=0$  для случаев  $N > D, N < D$  соответственно.

примесные атомы, случайно не насытившие все свои валентные связи. Таких атомов относительно немного, и решающую роль для их проявления в проводимости играет соотношение их концентрации с концентрацией собственных дефектов, обладающих отрицательной корреляционной энергией ( $D$ -центры).

В настоящей работе развита статистика носителей заряда для указанной модели.

### М о д е л ь

Пусть электрически активные примесные атомы являются для определенности донорами. На рис. 1 приведены схематически энергия донорного состояния  $E_d$ , а также энергии первой ( $E_1$ ) и второй ( $E_2$ ) ионизаций  $D$ -центра. Доноры

могут находиться в двух зарядовых состояниях —  $N^0$  и  $N^+$ , а  $D$ -центры в трех —  $D^+$ ,  $D^-$  и  $D^0$ .

Напишем реакции и соответствующие им законы действующих масс для обмена электронами  $n$  между краем зоны проводимости  $E_c$  и уровнями  $E_d$ ,  $E_1$ ,  $E_2$

$$n + D^0 \rightleftharpoons D^-, \quad \frac{[n][D^0]}{[D^-]} = N_c \exp\left(-\frac{E_1}{T}\right), \quad (1)$$

$$2n + D^+ \rightleftharpoons D^-, \quad \frac{[n]^2[D^+]}{[D^-]} = N_c^2 \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \quad E = E_1 + E_2, \quad (2)$$

$$n + N^+ \rightleftharpoons N^0, \quad \frac{[n][N^+]}{[N^0]} = N_c \exp\left(-\frac{E_d}{T}\right), \quad (3)$$

где  $N_c$  — эффективная концентрация на краю зоны проводимости. К (1)–(3) добавим уравнение электронейтральности

$$[n] + [D^-] = [D^+] + [N^+] \quad (4)$$

и условия постоянства полных концентраций электрически активных примесных атомов  $N$  и собственных дефектов  $D$

$$N = [N^+] + [N^0] = \text{const}, \quad (5)$$

$$D = [D^+] + [D^-] + [D^0] = \text{const}. \quad (6)$$

Величинами в квадратных скобках обозначены концентрации электронов и соответствующих зарядовых состояний. В (4) пренебрегается концентрацией дырок, поскольку считается, что уровень Ферми ( $E_F$ ) находится в верхней части запрещенной зоны. Наличие у  $D$ -центров отрицательной корреляционной энергии  $U$  отражено неравенством  $E_2 < E_1$  (энергии отсчитываются от  $E_c$ ). Действительно, скомбинировав уравнения (1) и (2), можно убедиться в том, что реакция  $2D^0 \rightarrow D^+ + D^-$  экзотермична, а  $U$  равна  $E_2 - E_1$ .

При малых  $N$  решением системы (1)–(6) является  $[n] = N_c \exp(-E/2T)$ . Это известный результат, описывающий закрепление  $E_F$  посередине между энергиями  $E_2$  и  $E_1$  заряженных состояний  $D^+$  и  $D^-$  [2]. Указанный результат справедлив и для больших значений  $N$ , если  $E_d > E/2$ . Действительно, выигрыш энергии при переходе электронов с  $N^0$  на  $D^0$  равен  $E_1 - E_d$ . Выигрыш же по энергии от реакции  $2D^0 \rightarrow D^+ + D^-$  равен  $(E_1 - E_2)/2$  в расчете на один центр. Отсюда следует, что переход электронов с примеси на  $D$ -центры выгоден только в том случае, если  $E_d < E/2$ . При  $E_d > E/2$  все примесные центры при  $T=0$  остаются нейтральными, а  $D$ -центры разбиваются поровну на  $D^+$ - и  $D^-$ -состояния, фиксируя  $E_F$  посередине между  $E_1$  и  $E_2$ .

Экспериментальные результаты, обсуждаемые в настоящей работе, и данные [3] свидетельствуют о том, что довольно часто встречается ситуация, в которой концентрации электрически активных примесных атомов и  $D$ -центров приблизительно равны:  $N \approx D$ . Поэтому далее будет рассмотрен именно этот случай. При этом будем считать, что распределения  $D$ -центров и примесных достаточно скоррелированы, так что крупномасштабные флуктуации потенциала отсутствуют.

При  $N \approx D$  уравнение электронейтральности в первом приближении соответствует равенству  $[D^-] \approx [N^+]$ . Рассмотрим решения системы (1)–(6), различающиеся малыми членами  $[n]$ ,  $[D^+]$ ,  $[D^0]$ ,  $[N^0]$ , которые играют главную роль в (4) во втором приближении. Для этого переищем (4) в виде

$$[n] = 2[D^+] + (N - D) - [N^0] + [D^0] \quad (7)$$

и рассмотрим отдельно случаи низких, средних и высоких температур, считая  $N \approx D$  и  $E_d < E/2$ .

*Низкие температуры.* а) Случай  $N \gg D$ . При низких температурах главными членами в (7) являются  $N(1-K) \approx [N^0]$ , где  $K = D/N$ , и система (1)–(6) имеет решение

$$[n] = N_c (1 - K) \exp\left(-\frac{E_d}{T}\right), \quad [D^+] = \frac{D}{(1 - K)^2} \exp\left(\frac{2E_d - E}{T}\right),$$

$$[D^0] = \frac{D}{(1 - K)} \exp\left(\frac{E_d - E_1}{T}\right). \quad (8)$$

Выражение для  $[n]$  аналогично результату, получаемому в компенсированных полупроводниках при небольшом превышении концентрации доноров над акцепторами. В нашем случае роль заряженных акцепторов играют  $D^-$ -состояния. Решение (8) справедливо при

$$T < \min \left\{ T_n = \frac{E_d}{\ln(N_c/N)}, \quad T_+ = \frac{2E_d - E}{3 \ln(1 - K)}, \quad T_0 = \frac{E_d - E_1}{2 \ln(1 - K)} \right\}. \quad (9)$$

Температурная зависимость  $[n]$  (8) соответствует участкам 1 (рис. 2, а, б).

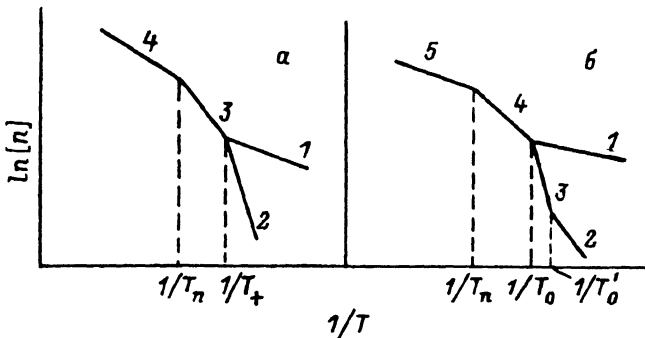


Рис. 2. Схематическое изображение температурной зависимости  $[n]$ .

а)  $E_d > 2E_2 - E_1$ ; энергии активации равны  $E_d$ ,  $E/2$ ,  $(E + E_d)/3$  и  $E/3$  для участков 1, 2, 3 и 4. б)  $E_d < 2E_2 - E_1$ ; энергии активации равны  $E_d$ ,  $E/2$ ,  $E_1$ ,  $(E_1 + E_d)/2$  и  $E_1/2$  для участков 1, 2, 3, 4 и 5.

б) Случай  $N \leq D$ . Главными членами в (7) при низких температурах являются  $2[D^+] \approx D(1 - K)$ , где  $K = N/D$ , откуда следует

$$[n] = N_c \sqrt{\frac{2}{(1 - K)}} \exp\left(-\frac{E}{2T}\right), \quad [D^0] = D \sqrt{\frac{1 - K}{2}} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{2T}\right),$$

$$[N^0] = N \sqrt{\frac{2}{1 - K}} \exp\left(\frac{2E_d - E}{2T}\right). \quad (10)$$

В рассмотренном режиме все доноры ионизованы, а небольшое избыточное число  $D$ -центров, равное  $D(1 - K)$ , разбивается поровну на заряженные  $D^+$ - и  $D^-$ -состояния, которые и фиксируют  $E_F$ . Решение (10) справедливо при

$$T < \min \left\{ T_n' = \frac{E}{-\ln[(D/N_c)^2(1 - K)^2]}, \quad \frac{2E_d - E}{\ln[(1 - K)^2/2]} \approx T_+, \right.$$

$$\left. T_0' = \frac{E_2 - E_1}{\ln[2(1 - K)]} \right\}. \quad (11)$$

Зависимость  $[n]$  от  $T$  (10) изображена на рис. 2, а, б (участки 2). В случае  $T_n', T_+ > T_0'$  при увеличении температуры решение (10) сменяется на решение, для которого главными в (7) становятся члены  $[D^0] \approx D(1 - K)$ :

$$[n] = \frac{N_c}{1 - K} \exp\left(-\frac{E_1}{T}\right), \quad [D^+] = D(1 - K)^2 \exp\left(\frac{E_1 - E_2}{T}\right),$$

$$[N^0] = \frac{N}{1 - K} \exp\left(\frac{E_d - E_1}{T}\right). \quad (12)$$

Малость  $T_0'$  означает, что  $E_1$  и  $E_2$  не сильно отличаются друг от друга по величине. Поэтому даже при не очень высоких температурах небольшое избыточное количество  $D$ -центров  $D(1 - K) \ll D$  переходит из заряженных  $D^+$ -состояний в  $D^0$ -состояния. Решение (12) справедливо при

$$T'_0 < T < \min \left\{ T''_n = - \frac{E_1}{\ln [(D/N_c)(1-K)^2]}, T_0 \right\}. \quad (13)$$

Соответствующая зависимость  $[n]$  от  $T$  изображена на рис. 2, б (участок 3).

*Средние температуры.* При повышении температуры разница между случаями  $N \geq D$  исчезает, поскольку величина  $(N-D)$  становится мала по сравнению с другими членами в (7).

а)  $E/2 > E_d > 2E_2 - E_1$ . В этом случае решения (8) и (10) сменяются на решение, для которого преобладающими в (7) являются члены  $2 [D^+] \approx [N^0]$ , откуда получаем

$$\begin{aligned} [n] &= N_c 2^{1/3} \exp \left( - \frac{E + E_d}{3T} \right), \quad [D^+] = D 2^{1/3} \exp \left( \frac{2E_d - E}{3T} \right), \\ [D^0] &= \frac{D}{2^{1/3}} \exp \left( - \frac{5E + 4E_d}{12T} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Выражение (14) справедливо в интервале средних температур ( $T_n > T > T_+$ ), соответствующая зависимость  $[n]$  от  $T$  изображена на рис. 2, а (участок 3). Решение (14) является следствием того, что при  $T > T_+$ , когда  $[N^0]$  становится больше, чем  $N(1-K)$ , появление каждого нейтрального донора связано с преобразованием состояния  $D^-$  в  $D^+$ . При этом процессе освобождаются два электрона, которые нейтрализуют два донора, что и отражено коэффициентом, равным 2 в (7). Условие  $E_d > 2E_2 - E_1$  эквивалентно условию  $T_+ < T_0$ , и поэтому решение (14) следует сразу за решениями (10), (8), а решение (12) отсутствует.

б)  $E_d < 2E_2 - E_1$ . В этом случае в области средних температур главными в (7) являются члены  $[N^0] \approx [D^0]$ , откуда для (1)–(6) следует решение

$$\begin{aligned} [n] &= N_c \exp \left( - \frac{E_1 + E_d}{2T} \right), \quad [D^0] = D \exp \left( \frac{E_d - E_1}{2T} \right), \\ [D^+] &= D \exp \left( \frac{E_d - E_2}{T} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

справедливое в интервале температур  $T_n > T > T_0$  (рис. 2, б, участок 4). В рассматриваемом случае  $E_2 - E > E_1 - E_2$  и энергетический барьер  $E_1 - E_2$  для реакции  $D^+ + D^- \rightarrow 2D^0$  невелик, поэтому концентрация нейтральных  $D$ -центров значительна.

*Высокие температуры.* а)  $E/2 > E_d > 2E_2 - E_1$ . В этом случае при повышении температуры (14) сменяется на решение, в котором в (7) остаются только члены  $[n] \approx 2 [D^+]$ ,

$$\begin{aligned} [n] &= N_c \left( \frac{2D}{N_c} \right)^{1/3} \exp \left( - \frac{E}{3T} \right), \quad [D^0] = D \left( \frac{N_c}{2D} \right)^{1/3} \exp \left( \frac{E - 3E_1}{T} \right), \\ [N^0] &= N \left( \frac{2D}{N_c} \right)^{1/3} \exp \left( \frac{3E_d - E}{3T} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

(16) имеет место при  $T > T_n$  (рис. 2, а, участок 4).  $T_n$  существует только при условии  $N_c > N$ . Таким образом, если  $N_c$  достаточно велико, то (16) соответствует ситуации, когда почти все электроны, освобождающиеся при реакции  $D^- \rightarrow D^+$ , оседают в зоне, а не на донорах.

б)  $E_d < 2E_2 - E_1$ . В (7) остаются только члены  $[n] \approx [D^0]$ . В этом случае (15) сменяется на решение

$$\begin{aligned} [n] &= \sqrt{DN_c} \exp \left( - \frac{E_1}{2T} \right), \quad [N^0] = N \sqrt{\frac{D}{N_c}} \exp \left( \frac{2E_d - E_1}{2T} \right), \\ [D^+] &= N_c \exp \left( - \frac{E_2}{T} \right), \end{aligned} \quad (17)$$

справедливое также при  $T > T_n$  (рис. 2, б, участок 5), для которого доминирующим является процесс ионизации  $D^-$ -центра, а электроны, получающиеся при этом, оседают в области большой плотности состояний вблизи  $E_c$ .

#### Обсуждение полученных результатов и экспериментальных данных

Наиболее отчетливо специфика  $D$ -центров с  $U < 0$  проявляется при  $E_d > 2E_2 - E_1$ . В этом случае  $|U|$  велико:  $|U| = E_1 - E_2 > E_2 - E_d$ , так что

концентрация  $[D^0]$  мала. Поэтому при всех температурах существенными являются переходы между состояниями  $D^-$  и  $D^+$ , а энергии их ионизации входят симметрично (рис. 2, а). В обратном случае ( $E_d < 2E_2 - E_1$ ) величина  $|U|$  не столь велика и специфика  $D$ -центров проявляется только при низких температурах ( $T < T'_0$ ) (рис. 2, б). При повышении температуры  $[D^0]$  становится больше, чем  $[D^+]$ , и существенными становятся только переходы  $D^- \rightarrow D^0$ . В этой ситуации  $D$ -центры играют роль простых акцепторов с энергией ионизации  $E_1$ . Мы считаем, что  $E_F$  и  $E_1$  находятся в верхней части запрещенной зоны. Тогда необычность проявления  $D$ -центров в роли акцепторов заключается только в том, что они поставляют не дырки в валентную зону, а электроны в зону проводимости.

Статистика носителей заряда в легированных полупроводниках с  $D$ -центрами анализировалась в [4-10]. В отличие от настоящей работы в [4-8] считалось, что зарядовое состояние примесного атома при температурах ниже температуры стеклования не изменяется, т. е. отсутствует примесный уровень  $E_d$ . С другой стороны, в [9, 10] предполагалось наличие примесного уровня, но не рассматривался режим сильной компенсации. В то же время особенности температурной зависимости  $[n]$  могут наблюдаться только при достаточно

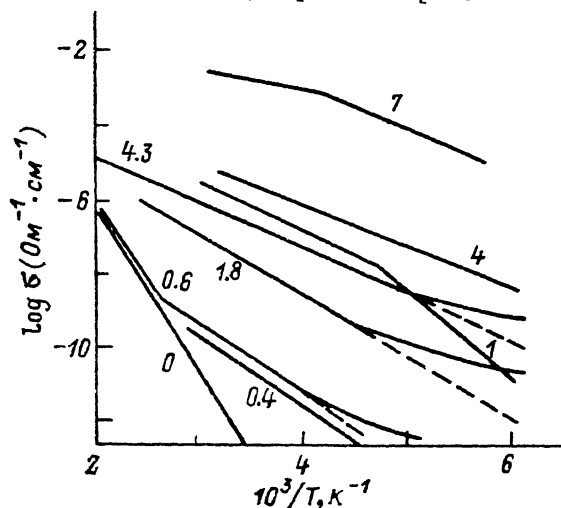


Рис. 3. Температурная зависимость проводимости  $\text{As}_2\text{Se}_3$ , легированного Ni. Линии со штрихами и остальные сплошные линии — данные [11, 12] и [13] соответственно. Цифры у кривых — содержание Ni в ат%.

малых значениях  $T_+$ ,  $T_0$ ,  $T'_0 \sim -[\ln(1-K)]^{-1}$ , т. е. только при условии сильной компенсации:  $(1-K) \ll 1$ .

Обсудим теперь экспериментальные данные. Зависимость  $[n]$  от  $T$  при низких температурах существенно различна для случаев  $N \geq D$  (рис. 2). Будем считать температурные зависимости проводимости ( $\sigma$ ) и  $[n]$  совпадающими. Поскольку при понижении температуры  $E_F$  в случае  $N > D$  приближается к  $E_d$ :  $F_F = E_d - T \ln(1-K)$  (рис. 1), при температурах ниже некоторой зависимости  $\sigma \sim \exp(-E_d/T)$  должна смениться на зависимость, характерную для прыжкового переноса по примесной зоне. В случае же  $N < D$  при низких температурах  $E_F$  стремится к величине  $E/2$  (рис. 1). Если считать, что плотности локализованных состояний вблизи  $E/2$  много меньше пика в плотности состояний, связанного с примесным состоянием  $E_d$ , то зависимость  $\sigma \sim \exp(-E/2T)$  сохранится и для температур, много меньших, чем в случае  $N > D$ .

Рассмотренные выше два варианта зависимости  $\sigma(T)$  объясняют, по мнению автора, кажущееся противоречие между экспериментальными результатами (рис. 3) и результатами, полученными в [11, 12] — данные со штриховыми линиями и [13] — остальные линии, для аморфных пленок  $\text{As}_2\text{Se}_3$ , легированных Ni. Видно, что данные [11, 12] соответствуют зависимости  $\sigma(T)$  для  $N > D$ . Действительно, для этих данных характерна смена экспоненциальной зависимости проводимости на прыжковую. Для наглядности зависимость  $\sigma \sim \exp(-E_d/T)$  в области прыжкового переноса продолжена пунктиром. Покажем, что зависимости  $\sigma(T)$  для концентраций 1 и 7% [13] отвечают обратному неравенству  $N < D$ . Действительно, энергии активации ( $\Delta E$ ) при низких ( $\Delta E_{нт}$ ) и высоких ( $\Delta E_{ст}$ ) температурах с хорошей степенью точности подчиняются теоретическому соотношению между энергиями активации для решений (10) и (16):  $(\Delta E_{ст}/\Delta E_{нт})_{теор} = 2/3 \approx 0.67$ . Экспериментальные значения равны:  $(\Delta E_{ст}/\Delta E_{нт}) = 0.29/0.43 = 0.67$  для 1% и  $(\Delta E_{ст}/\Delta E_{нт}) = 0.15/0.24 = 0.63$  для 7%.

Величина  $E$  равнялась 0.86 (1 %) и 0.47 эВ (7 %). Таким образом, данные [13] для 1 и 7 % соответствуют случаю  $N < D$ ,  $E_d > 2E_2 - E_1$ ,  $T_+ > T'_n$ , т. е. случаю, когда активационная зависимость с  $\Delta E = E/2$  сменяется на зависимость с  $\Delta E = E/3$ , а участок 3 (рис. 2, а) с  $\Delta E = (E + E_d)/3$  отсутствует.

Переход от зависимости  $\sigma(T)$  с  $\Delta E = E/2$  к  $\Delta E = E/3$  впервые был теоретически получен в [4] и затем подтвержден в [5, 6]. Однако в этих работах считалось, что заряженные примесные центры, возникающие при высокой температуре синтеза легированного некристаллического полупроводника, не изменяют своего зарядового состояния при низких температурах. Фактически отрицалась возможность существования электронного примесного состояния с энергией  $E_d$ . Совпадение наших результатов с результатами [4-6] связано с тем, что для решения (16) число нейтральных примесных центров много меньше заряженных, и, таким образом, в этом режиме несущественно, возможен ли захват электрона на примесный центр или нет. Однако, как следует из обсуждения экспериментального материала, наличие примесного состояния  $E_d$  важно для объяснения данных, отвечающих неравенству  $N > D$ , ибо только в этом случае можно объяснить как ход зависимости  $\sigma(T)$ , полученный в [11, 12], так и его отличие от результатов [13]. Из соотношения предэкспонент можно получить оценку величины  $D/N_c$ . Даже максимальное значение этого отношения (для случая 7 %) получается необычайно низким ( $D/N_c \sim 10^{-5}$ ).

Наличие состояния  $E_d$  на электрически активном примесном центре было продемонстрировано в [14] на примере поведения  $Bi$  в пленках  $As_2Se_3$ , полученных методом термического испарения. Так, в [14] впервые наблюдался новый режим проводимости  $\sigma \sim \exp[-(E + E_d)/3T]$ , обусловленный как наличием  $D$ -центров, так и электрически активными примесными центрами с электронным состоянием  $E_d$  на них.

**Заключение.** Рассмотрена статистика носителей заряда для модели, в которой наряду с  $D$ -центрами имеются электрически активные примесные центры с электронными состояниями  $E_d$  на них. Обнаружена существенная асимметрия температурных зависимостей  $\sigma(T)$  в случаях  $N \geq D$ . При низких температурах для  $N > D$  предсказана зависимость  $\sigma \sim \exp(-E_d/T)$ , а для случая  $N < D$  — зависимость  $\sigma \sim \exp(-E/2T)$ .

На примере  $As_2Se_3$ , легированного  $Ni$ , показано, что неконтролируемые в настоящее время различия в технологии изготовления могут приводить к тому, что в одинаковых, на первый взгляд, образцах осуществляется либо соотношение  $N \geq D$  [11, 12], либо  $N \leq D$  [13].

При повышении температуры теория предсказывает для  $N \approx D$  независимо от соотношения  $N \geq D$  существование нового режима:  $\sigma \sim \exp[-(E + E_d)/3T]$ , который наблюдался экспериментально в  $As_2Se_3$ , легированном  $Bi$  [14].

Известно, что при легировании  $\alpha-Si:H$  происходит эффективная самокомпенсация, т. е. введение примеси вызывает появление компенсирующих их собственных дефектов. Изложенные выше факты, свидетельствующие о том, что в  $As_2Se_3$ , легированном  $Ni$  и  $Bi$ , выполняется условие  $N \approx D$ , позволяют предположить, что процесс самокомпенсации является общим при легировании неупорядоченных полупроводников.

Автор глубоко благодарен Т. Ф. Мазец и Э. А. Сморгонской за многочисленные полезные обсуждения вопросов, затронутых в работе, и О. Ю. Приходько за уточненные данные по низкотемпературной проводимости  $As_2Se_3(Ni)$ .

#### Список литературы

- [1] Gelmont B. L., Kclomiets B. T., Tsendin K. D. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 91. N 2. P. 319—337.
- [2] Street R. A., Mott N. F. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. N 19. P. 1293—1296.
- [3] Гельмонт Б. Л., Цэндин К. Д. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1040—1044.
- [4] Mott N. F. // Phil. Mag. 1976. V. 34. N 6. P. 1101—1108.
- [5] Fritzsche H., Kastner M. // Phil. Mag. 1978. V. 37. N 3. P. 285—292.
- [6] Uda T., Yamada E. // J. Phys. Soc. Japan. 1979. V. 46. N 2. P. 515—522.
- [7] Hoffman P. // Appl. Phys. 1982. V. A27. N 1. P. 39—47.
- [8] Nagy P. // Phil. Mag. B. 1983. V. 48. N 1. P. 47—54.
- [9] Okamoto H., Hamakawa Y. // Sol. St. Commun. 1977. V. 24. N 1. P. 23—27.

- №0] Stötzel H., Teubner W. // Матер. конф. «Аморфные полупроводники-80». I. Структура, физ.-хим. свойства и применение некристаллических полупроводников. Кишинев, 1980. С. 143—149.
- №1] Kolomiets B. T., Averyanov V. L., Lyubin V. M., Prikhodko O. Yu. // Sol. Energy Mater. 1982. V. 8. N 1. P. 1—8.
- №2] Приходько О. Ю. // Автореф. канд. дис. Л., 1982.
- №3] Barclay R. P., Marshall J. M., Main C. // J. Non-Cryst. Sol. 1985. V. 77-78. P. 1269—1272.
- №4] Калмыкова Н. П., Мазец Т. Ф., Сморгонская Э. А., Цәндин К. Д. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 297—301.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 3.01.1990  
Принята к печати 23.01.1990

---