

РАСПИРЕНИЕ ДИАПАЗОНА ТЕМПЕРАТУР ПРИМЕСНОЙ ПРОВОДИМОСТИ «ЧИСТОГО» ГЕРМАНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ЭКСКЛЮЗИИ

Аронов Д. А., Маматкулов Б. Р.

Теоретически исследована температурная зависимость удельного сопротивления «чистого» полупроводника с неинжектирующими контактами в условиях полной эксклюзии носителей тока. Показано, что оно растет с увеличением приложенного напряжения, достигая при некотором значении его насыщения, а от температуры зависит немоногоно с максимумом, соответствующим смене примесной проводимости собственной. Получено уравнение, определяющее температуру максимума удельного сопротивления T_m , с помощью которого показано, что благодаря эффекту эксклюзии температура T_m повышается и при достаточно высокой концентрации остаточной примеси изменяется на $50 \div 100$ градусов, достигая 400 К и выше, если увеличивать приложенное напряжение и время жизни носителей и уменьшать до разумных пределов протяженность базового кристалла. В случае p -германия, служащего базой $p^+ - p - R$ -структуры (R — омический тыловой контакт на границе полупроводника с металлом), для образцов с ρ_0 (300 К) = $7 \div 40$ Ом·см показано хорошее согласие данных расчета и эксперимента. Тем самым показана возможность существенного расширения диапазона рабочих температур (до 400 К и выше) узкозонного германия с помощью эффекта эксклюзии.

Практическое применение германия — одного из весьма совершенных полупроводниковых материалов с точки зрения кристаллической структуры, однородности электрофизических свойств вдоль образцов длиной до десятков сантиметров и простоты технологии создания на его основе приборов — ограничивается тем, что вследствие относительно узкой запрещенной зоны ($E_g \approx \approx 0.7$ эВ при комнатных температурах) ему присущ сравнительно неширокий диапазон рабочих температур: приборы из Ge обычно не работают эффективно при $T > 300$ К. С помощью эффекта эксклюзии (ЭЭ) диапазон температур примесной проводимости Ge существенно расширяется (в экспериментах [1] на десятки градусов), поэтому Ge может получить более широкое применение в электронике. Цель настоящей работы — показать теоретически, что в структурах из «чистого» Ge рабочая температура, т. е. температура, при которой примесная проводимость сменяется собственной, при эксклюзии носителей может превышать 360 К.

Исследуем температурную зависимость удельного сопротивления p -Ge, служащего базой $p^+ - p - R$ -структуры (R — омический тыловой контакт на границе с металлом), в которой реализуется режим полной эксклюзии носителей [2-4]. Удельное сопротивление базы связано с концентрациями свободных электронов n и дырок p соотношением

$$\rho = \frac{1}{q\mu_p(bn + p)} \approx \frac{1}{q\mu_p[(b+1)n + N_A]}, \quad (1)$$

где N_A — концентрация остаточных «мелких» акцепторов, задающих тип проводимости материала; $b = \mu_n / \mu_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок. В режиме полной эксклюзии носителей, соответствующему второму линейному участку ВАХ [2],

$$j_{\text{лин}}^{(2)} = q\mu_p N_A \frac{V + V_{\text{отс}}^{(2)}}{L}, \quad V_{\text{отс}}^{(2)} = \frac{kT}{2q} \frac{(b+1)n_i^2}{N_A(n_0 + p_0)} \left(\frac{L}{l_d}\right)^2, \quad (2)$$

для исследуемой величины имеем

$$\rho_{\text{лин}}^{(2)} = \frac{1}{q\mu_p N_A} \frac{V}{V + \frac{(b+1)n_i^2}{2N_A(N_A+2n_0)} \frac{L^2}{\mu_n \tau_0}} \quad (3)$$

Отсюда следует, что в области больших напряжений происходит насыщение эксклюзии, для которого удельное сопротивление определяется примесной проводимостью, и, значит зависимость $\rho_e(T)$ связана с понижением подвижности основных носителей при повышении температуры T . Оценивая ρ_e для Ge с $N_A = 10^{11}$, $n_i = 1.7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ ($T = 293$ К), $\tau_0 = 500$ мкс, $\mu_p = 1850$ см 2 /В·с, $b = 2.1$, $l_d = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_n \tau_0} = 2.2$ мм, $L = 1$ см при напряжении $V = 100$ В, находим $V_{\text{лин}}^{(2)} \approx V_{\text{отс}}^{(2)} \approx 88$ В, $\rho_{\text{лин}}^{(2)} \approx 8.5 \cdot 10^3$, и, следовательно, $\rho_{\text{лин}}^{(2)}$ почти в 2 раза меньше, чем $\rho_{\text{нас}} \approx 1.6 \cdot 10^4$ Ом·см.

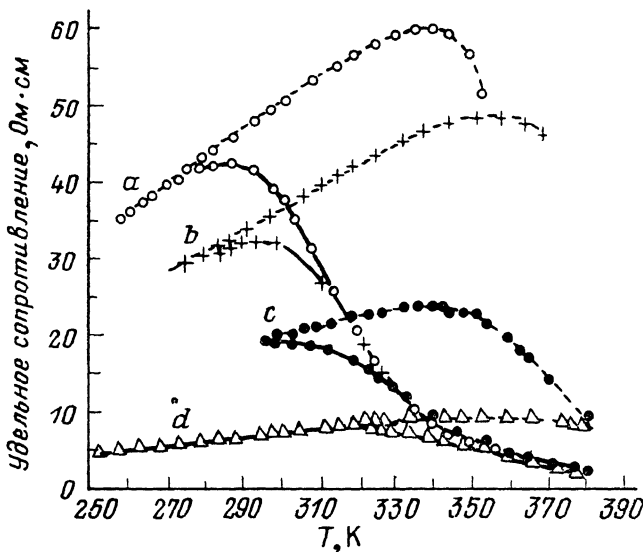


Рис. 1. Экспериментальная [1] температурная зависимость удельного сопротивления p -германия.

Значения ρ_0 при $T = 300$ К: $a - 37.9$, $b - 31.6$, $c - 18.7$, $d - 7$ Ом·см; сплошные линии соответствуют нормальному удельному сопротивлению, измеренному при очень низком напряжении или в начале импульса эксклюзии, штриховые — получены при полной эксклюзии собственных носителей.

Сопоставим теперь формулу (3) с данными эксперимента в работе [1], в которой исследована температурная зависимость удельного сопротивления p -Ge при эксклюзии. Параметрами материала базы $p^+ - p - R$ -структуры были: длина $L = 1 \div 2$ см, толщина $d = 2$ мм, удельное сопротивление при $T = 300$ К $\rho_0 = 7, 18.7, 31.6$ и 37.9 Ом·см, что соответствует заметным долям примесной и собственной проводимостей кристалла. С целью исключения джоулева нагрева образцов при больших напряжениях, достигающих $V_a = 100$ В, и вместе с тем, чтобы устанавливалась стационарная полная эксклюзия (изменение проводимости достигает насыщения), использовался импульсный режим с длительностью $t_{\text{имп}} \sim 100$ мкс, намного превышающей время пролета носителей $t_{\text{пр}} \leq 10$ мкс.

Согласно (3), в области низких температур и напряжений, соответствующих насыщению ЭЭ (в экспериментах [1] $V_{\text{нас}} = 100$ В), когда второе слагаемое в знаменателе (3) намного меньше первого, удельное сопротивление растет с повышением температуры благодаря убыванию подвижности основных носителей. Когда же с ростом T эти слагаемые сравниваются (увеличиваются концентрации собственных $n_i \propto \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$ и неосновных $n_0 = n_i^2/\rho_0$ носителей), $\rho_{\text{лин}}^{(2)}$ становится максимальным, после чего при дальнейшем повышении T убывает. Такой немонотонный ход $\rho_e(T)$ (с максимумом) и наблюдался в [1] (рис. 1). Анализируя свои данные, автор [1] отмечает, что в области относительно низких температур с ростом T происходит обычный переход безэксклюзионной проводимости

ности от примесной собственной: сначала из-за понижения подвижности μ_p , удельное сопротивление растет, при $T=T_m$ достигает максимума и затем резко (экспоненциально) убывает из-за быстрого роста концентрации собственных носителей n_i . При эксклюзии же ρ_p продолжает расти, как и в области примесной проводимости: до $T=360$ при $\rho_0=7$, до $T=335$ при $\rho_0=18.7$, до $T=360$ при $\rho_0=37.9$ Ом·см, и лишь после этого с ростом T удельное сопротивление быстро понижается. Из кривых $a-d$ рис. 1 видим, что для всех ρ_0 диапазон примесной проводимости расширяется примерно на 50 градусов: начало области собственной проводимости сдвигается соответственно с $T=310$ до $T\approx 360$, с $T=295$ до $T\approx 340$, с $T\approx 295$ до $T\approx 360$ и с $T\approx 285$ до $T\approx 340$ К. Максимальное отношение удельного сопротивления при наличии и в отсутствие ЭЭ для $T=T_m$ составляет, как следует из рис. 1, $\rho_s/\rho_0\approx 13$, что указывает на сильную эксклюзию при $T > 300$ К, вызванную повышением температуры; на это указывает также тот факт, что при $T=297$ К вызванное ЭЭ изменение проводимости $\Delta\sigma/\sigma_0=6\div 20\%$ (рис. 2, a), и, значит, уровень обеднения основными носителями низкий. Сравнивая же эти данные с данными рис. 2, b , где приведена зависимость $(\Delta\sigma/\sigma_0)_{нас}$ от ρ_0 при $T=300$ К для различных температур, находим, что в области $T=300\div 360$ К под действием ЭЭ практически все собственные носители выносятся из базы — осуществляется режим полной их эксклюзии.

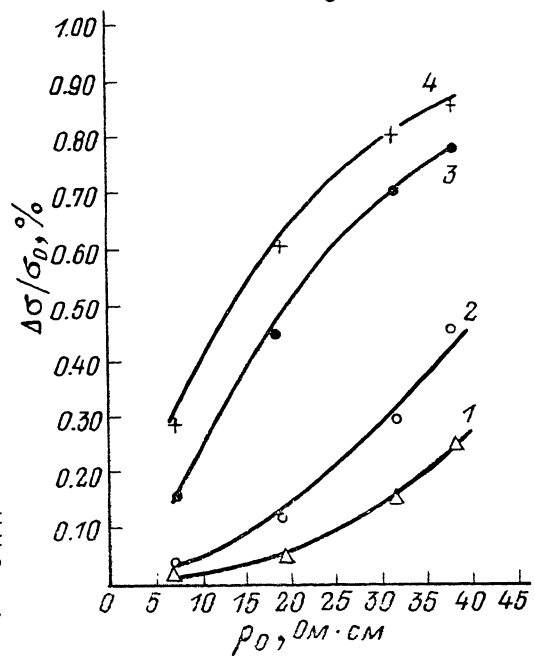
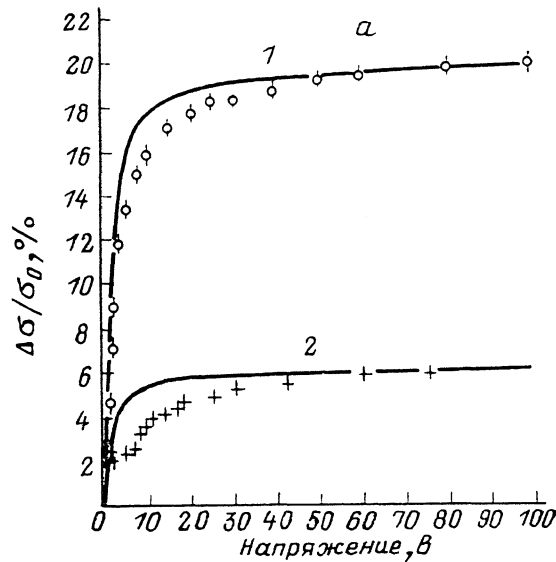


Рис. 2. Экспериментальные [1] зависимости относительного изменения проводимости р-германия с ρ_0 (297 К) = 39.7 (1) и 23 Ом·см (2) при эксклюзии от приложенного напряжения (a) и при насыщении эксклюзии от удельного сопротивления при $T=300$ К (b).

Сплошные кривые — расчет, точки — эксперимент. b T , К: 1 — 300, 2 — 310, 3 — 330, 4 — 340.

Из (3) легко получаем уравнение, определяющее температуру максимума удельного сопротивления:

$$\frac{(b+1)n_i^{m^2}}{2bN_A(N_A+2n_0^m)} \frac{L^2}{\mu_p^m \tau_0} = V, \quad (4)$$

где n_i^m , n_0^m и μ_p^m — соответствующие $T=T_m$ концентрации собственных и неосновных носителей и подвижность дырок; τ_0 — время жизни носителей. Определим N_A по удельному сопротивлению в отсутствие ЭЭ: $\rho_0 = \frac{1}{q\mu_p(bn_0 + p_0)}$. Для

этого, полагая $\mu_p(293 \text{ K}) = 1850 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [5], из формулы $\mu_p(T) = \mu_p(293 \text{ K}) \times \left(\frac{293}{T}\right)^{2.3}$ [6] вычислим μ_p при различных температурах, соответствующих нормальным удельным сопротивлениям упомянутых четырех образцов: $\mu_p(260 \text{ K}) \approx 2309$, $\mu_p(270 \text{ K}) \approx 2234$, $\mu_p(290 \text{ K}) \approx 1897$, $\mu_p(250 \text{ K}) \approx 2667 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Величины N_A определяем из данных рис. 1 для этих температур, при которых преобладает примесная проводимость: $N_{A1} \approx 7 \cdot 10^{13}$, $N_{A2} \approx 10^{14}$, $N_{A3} \approx 1.88 \cdot 10^{14}$, $N_{A4} \approx 5.85 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Согласно рис. 1, температура максимума $\rho_e(T)$ соответственно равна $T_1 = 340$, $T_2 = 360$, $T_3 = 342$, $T_4 = 365 \text{ K}$. Полагая τ_0 слабо зависящим от T , из (4) заключаем, что сдвиг максимума $\rho_e(T)$ в сторону больших T обусловлен в основном повышением концентрации N_A [то, что $T_3 < T_2$, связано с различием в подвижности — $\mu_p(342 \text{ K}) \approx 1520$, $\mu_p(360 \text{ K}) \approx 1350 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$]. Чтобы убедиться, что максимум $\rho_e(T)$ действительно находится в области собственной проводимости, вычислим с помощью (4) концентрации p_0^n , n_0^n , n_i^n для первого образца, замечая, то $\mu_p \approx 1314 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $L = 2 \text{ см}$, $b = 2.1$, $N_A = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\tau_0 = 100 \text{ мкс}$, $V = 100 \text{ В}$. Из (4) для концентрации p_0^n , учитывая, что $n_i^n = n_0 p_0$ и $n_0 \approx p_0 - N_A$, имеем

$$p_0^n = \frac{N_A}{2} \left[1 + \frac{4b}{b+1} \frac{\mu_p^n \tau_0 V}{L^2} + \sqrt{1 + \left(\frac{4b}{b+1} \frac{\mu_p^n \tau_0 V}{L^2} \right)^2} \right], \quad (5)$$

откуда $p_0^n \approx 6.25 \cdot 10^{14}$, $n_0^n \approx 5.55 \cdot 10^{14}$, $n_i^n \approx 5.89 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; в то же время при $T = 340 \text{ K}$ $n_i \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что несильно отличается от найденного из (5) значения. Таким образом, расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются между собой.

Отметим, что, согласно (5), указанный диапазон температур можно еще более расширить, если прикладывать большие напряжения (превышающие для примесной проводимости напряжение полной эксклюзии), увеличивать время жизни носителей и уменьшать до разумных пределов длину базы. Это повысит концентрации p_0^n , n_0^n , n_i^n и, значит, температуру максимума удельного сопротивления. Так, например, для первого образца с $\rho_0(270 \text{ K}) = 40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, приведенными выше параметрами и $V = 500 \text{ В}$ из (5) находим $p_0^n \approx 2.42 \cdot 10^{15}$, $n_0^n \approx 2.35 \cdot 10^{15}$, $n_i^n \approx 2.39 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, т. е. температура максимума будет больше, чем при $V = 100 \text{ В}$: $T_m \approx 375 \text{ K}$ и, значит, T_m повысилась на 35 K . Если же еще взять $L = 6 \text{ мм}$ и $\tau_0 = 500 \text{ мкс}$, то для искомым величин получаем $p_0^n \approx n_0^n \approx n_i^n \approx 1.32 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T_m > 400 \text{ K}$. Следовательно, с помощью эффекта эксклюзии максимальная рабочая температура в германии может превышать 400 K .

Список литературы

- [1] Брэй Р. // Проблемы физики полупроводников. М., 1957. С. 221—234.
- [2] Aronov D. A., Knigin P. I., Korolev Ju. S., Rubinov V. V. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 81. N 1. P. 11—45.
- [3] Aronov D. A., Mamatkulov R., Rubinov V. V. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 68. N 1. P. 61—68.
- [4] Аронов Д. А., Рубинов В. В. // Изв. АН УзССР. Сер. физ.-мат. наук. 1982. № 6. С. 31—36.
- [5] Артур Дж., Бардсли В., Браун М., Гибсон А. // Проблемы физики полупроводников. М., 1957. С. 205—212.
- [6] Мэни А., Герлих Д., Харник Е. // Проблемы физики полупроводников. М., 1957. С. 213—215.

Физико-технический институт
им. С. В. Стародубцева АН УзССР
Ташкент

Получена 9.04.1990
Принята к печати 28.02.1991