

ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЙ ОБРАТНЫЙ ТОК В GaAs ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНОЙ СТРУКТУРЕ

Гольдберг Ю. А., Поссе Е. А., Царенков Б. В., Шульга М. И.

Объектом изучения служили поверхностно-барьерные структуры Ni-*n*-GaAs [$n = (1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при 300 К], изготовленные методом химического осаждения металла на поверхность полупроводника.

Показано, что механизм обратного тока при низких напряжениях (1 ÷ 10 В) и повышенных температурах (450 ÷ 550 К) является термоэлектронная эмиссия (ток соответствует теории Бете при учете сил изображения).

Величина постоянной Ричардсона, найденная из температурной зависимости обратного тока [$(8.2 \pm 1.0) \text{ А/см}^2 \cdot \text{град}^2$], совпадает с величиной, определенной из температурной зависимости прямого тока, и с величиной, теоретически ожидаемой для GaAs. Значение высоты потенциального барьера, найденное из температурной зависимости обратного тока (0.96 В при 0 К), совпадает со значениями, определенными из температурных зависимостей прямого тока и барьерной емкости.

1. Согласно теории [1, 2], главным механизмом протекания тока в слабо легированных Si и GaAs поверхностно-барьерных структурах при напряженности электрического поля $10^4 \div 10^5 \text{ В/см}$ должна быть термоэлектронная эмиссия.

Экспериментально доказано, что прямой ток в слабо легированных Si [3], GaP [4, 5] и GaAs [6] поверхностно-барьерных структурах действительно обусловлен термоэмиссией электронов из полупроводника в металл.

Обратный ток в таких структурах исследовался в меньшей степени из-за существенного влияния токов утечки. В работе [3] отмечалось, что обратный ток в Si поверхностно-барьерных структурах при температурах, близких к комнатной, обусловлен термоэмиссией электронов. В работе [7] было показано, что обратный ток в GaAs поверхностно-барьерных структурах при обратных напряжениях, больших некоторой величины (90 В для $n = 7.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 35 В для $n = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 5 В для $n = 1.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), обусловлен термополевой эмиссией, однако при меньших напряжениях механизм обратного тока не исследовался.

В настоящей работе изучался механизм протекания обратного тока в поверхностно-барьерных структурах на основе слабо легированного GaAs при низких обратных напряжениях.

2. Объектами исследования были поверхностно-барьерные структуры, изготовленные химическим осаждением [8] никеля на поверхность эпитаксиального слоя *n*-GaAs [$n = (1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$], выращенного методом газофазной эпитаксии на подложке *n*-GaAs ($n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$); толщина эпитаксиального слоя 10—15 мкм. Никель осаждался из раствора сульфата никеля—аммония и сульфата гидразина.

Поверхностно-барьерные структуры имели форму меза-структуры с площадью барьерного контакта $S = (6 \div 7) \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Напряжение пробоя структур $\sim 100 \text{ В}$.

Экспериментальные результаты, приведенные на рисунках, относятся к одной и той же структуре.

3. Согласно теории [2], в исследуемых нами структурах ток должен контролироваться термоэмиссией электронов на границе металл—полупроводник,

а не диффузионно-дрейфовым переносом в слое объемного заряда полупроводника, поскольку отношение скорости диффузионно-дрейфового переноса v_d к скорости эмиссии v_e в этих структурах существенно больше единицы. Например, при комнатной температуре для исследуемых структур подвижность электронов $\mu = (5 \div 6) \cdot 10^3$ см²/В·с, напряженность электрического поля в слое объемного заряда $E_m = 2 \cdot 10^4$ В/см и, следовательно, $v_d/v_e = qN_d \mu E_m / A^* T^2 \approx 10$, где эффективная плотность состояний $N_d \approx 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и постоянная Ричардсона $A^* = 8.2$ А/см²·град² (эффективная масса электрона $m_e = 0.068 m_0$).

Зависимость тока термоэлектронной эмиссии I от напряжения на барьере U с учетом влияния сил изображения на высоту потенциального барьера φ_B имеет вид [1, 2]

$$I = I_0 [\exp(qU/kT) - 1], \quad (1)$$

где

$$I_0 = A^* S T^2 \exp[-q\varphi_B(U)/kT].$$

Если учесть, что истинная высота потенциального барьера $\varphi_B(U) = \varphi_{B0} - \Delta\varphi_B(U)$, где φ_{B0} — высота потенциального барьера (которая была бы, если бы не действовали силы изображения), а $\Delta\varphi_B(U)$ — величина понижения потенциального барьера силами изображения, то предэкспоненциальный множитель можно представить в виде

$$I_0 = I_S \exp[q\Delta\varphi_B(U)/kT], \quad (2)$$

где ток насыщения

$$I_S = A^* S T^2 \exp(-q\varphi_{B0}/kT). \quad (3)$$

Поскольку

$$\Delta\varphi_B(U) = \left[\frac{8\pi q^3 (N_d - N_a)}{\epsilon^3} \left(U_D - U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4}, \quad (4)$$

где ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника, $N_d - N_a$ — концентрация нескомпенсированных доноров, U_D — диффузионная разность потенциалов, зависимость предэкспоненциального множителя от напряжения принимает вид

$$I_0 = A^* S T^2 \exp(-q\varphi_{B0}/kT) \exp \left\{ \frac{q}{kT} \left[\frac{8\pi q^3 (N_d - N_a)}{\epsilon^3} \left(U_D - U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4} \right\}. \quad (5)$$

4. Для определения параметров энергетической диаграммы структур (рис. 1) измерялись характеристики дифференциальная емкость (C) — напряжение (U); они были линейными в координатах $C^{-2} - U$ в интервале температур 300—400 К (при больших температурах истинную барьерную емкость надежно измерить мостовым методом невозможно из-за сильного влияния остаточного сопротивления структуры). Из этих характеристик были определены концентрация нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = (1 \div 2) \cdot 10^{15}$ см⁻³ и значения диффузионной разности потенциалов U_D при разных T (рис. 2). Высота потенциального барьера без учета его понижения силами изображения, определенная из соотношения $\varphi_{B0} = U_D + \chi/q$, имеет температурный коэффициент $\alpha = 2.4 \cdot 10^{-4}$ эВ/град и экстраполированное к $T=0$ значение $\varphi_{B0}(0 \text{ К}) = 0.96$ эВ.

5. Для экспериментального изучения применимости теории термоэлектронной эмиссии к обратному току предварительно изучался прямой ток I_f , чтобы удостовериться, что он обусловлен термоэлектронной эмиссией. Измеренная зависимость $I_f - U$ имела четко выраженный экспоненциальный участок в интервале $T = 300 \div 420$ К: $I_f = \exp(qU/\beta kT)$, где $\beta = 1.01 \div 1.02$ (при $T > 420$ К экспоненциальный участок не проявлялся из-за того, что существенная часть напряжения падала на остаточном сопротивлении структуры).

Согласно теории [1], прямой ток поверхностно-барьерной структуры при $U > kT/q$ $I_f = I_S \exp[q\Delta\varphi_B(U)/kT] \exp(qU/kT)$. Для определения I_S при различных температурах $I_f - U$ характеристики перестраивались в координатах $I_f - [U + \Delta\varphi_B(U)]$ [величины $\Delta\varphi_B(U)$ определялись для каждого зна-

чения U по формуле (4)], значения I_S находились путем экстраполяции экспоненциального участка этих зависимостей к $U + \Delta\varphi_B(U) = 0$. Затем строился график Ричардсона $I_S/ST^2 = f(1/T)$ (рис. 3), из которого были определены $A^* = (8.2 \pm 1.0) \text{ А/см}^2 \cdot \text{град}^2$, что совпало с ожидаемой из теории термоэлектронной эмиссии величиной $A^* = 120m_e/m_0 = 8.2 \text{ А/см}^2 \cdot \text{град}^2$, и $\varphi_{B0}(0 \text{ К}) = 0.96 \text{ В}$, что совпало со значением, полученным из $C-U$ -характеристик.

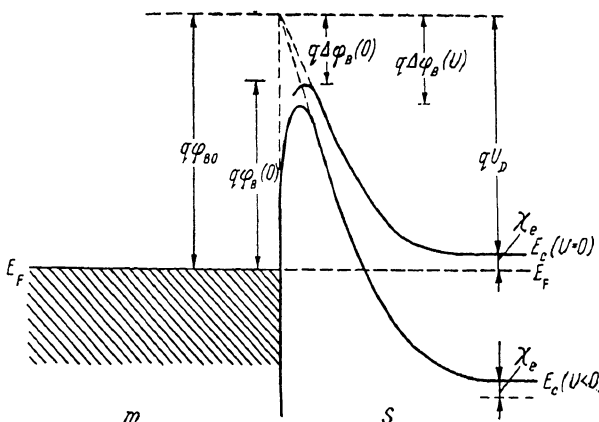


Рис. 1. Энергетическая диаграмма структуры металл—полупроводник в термическом равновесии и при обратном смещении.

Таким образом, прямой ток в данных структурах соответствует теории термоэлектронной эмиссии.

6. Зависимость обратного тока от напряжения измерялась в интервале температур 300 ÷ 600 К. Оказалось, что I_r-U -характеристики при $T = 450 \div 550 \text{ К}$ имеют в интервале $U = 1 \div 10 \text{ В}$ близкий к насыщению участок (рис. 4).

Результаты измерений обратного тока в других температурных интервалах таковы:

- при $T < 350 \text{ К}$ ток очень мал;
- при $T = 350 \div 400 \text{ К}$ ток существенно зависит от напряжения, что, вероятно, связано с токами утечки;
- при $T > 550 \text{ К}$ проявляется избыточный объемный ток, связанный с началом необратимого перехода барьерного контакта в омический.

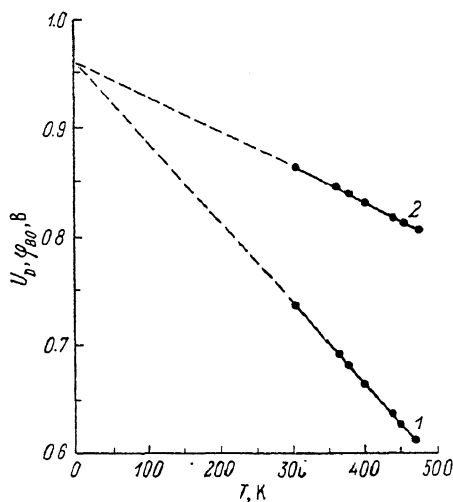


Рис. 2. Зависимости диффузионной разности потенциалов $U_D(1)$ и высоты барьера $\varphi_{B0}(2)$ от температуры T для Ni—GaAs поверхностно-барьерной структуры.

7. Анализ близкого к насыщению участка обратного тока ($T = 450 \div 550 \text{ К}$, $U = 1 \div 10 \text{ В}$) был проведен следующим образом.

Вначале устанавливалось функциональное соответствие обратной ветви $I-U$ -характеристики теории термоэлектронной эмиссии. Согласно этой теории, обратный ток поверхностно-барьерных структур при $|U| > kT/q$ $I_r = I_0$ [см. формулу (5)], т. е. зависимость I_r/ST^2 от $(U_D - U - kT/q)^{1/2}$ в полулогарифмическом масштабе должна быть линейной, что и подтверждается экспериментально (рис. 5).

Затем для различных температур определялись значения I_S , равные величинам обратного тока, которые были бы, если бы не действовали силы изображения. Значения I_S были найдены двумя способами:

— экстраполяцией зависимости I_p/ST^2 от $(U_D - U - kT/q)^{1/4}$ (рис. 5) к значению $(U_D - U - kT/q)^{1/4} = 0$;

— делением значений обратного тока при разных напряжениях на $\exp [q\Delta\phi_B(U)/kT]$ (рис. 4, сплошные линии).

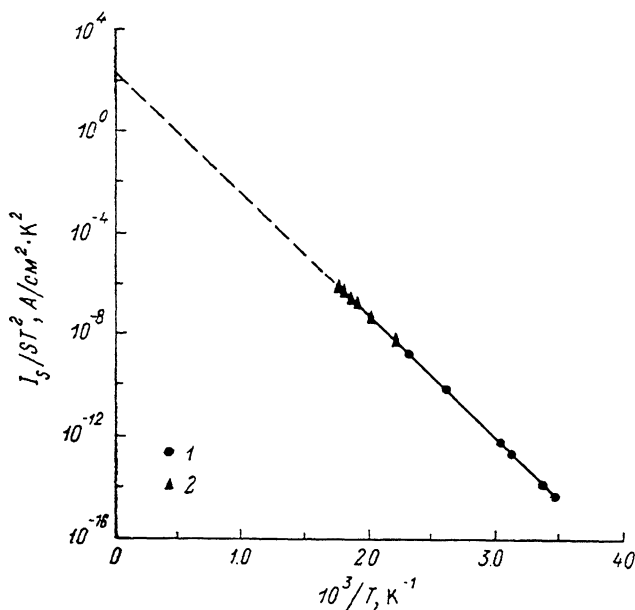


Рис. 3. График Ричардсона для Ni-GaAs поверхностно-барьерной структуры.

1 — значения, полученные из прямого тока, 2 — значения, полученные из обратного тока.

Оба способа дали одинаковые значения I_s , которые были использованы при построении графика Ричардсона (рис. 3) для обратного тока. Зависимость I_s/ST^2 от $1/T$ для обратного тока оказалась линейным продолжением графика

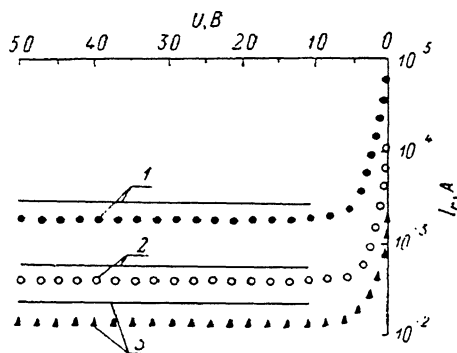


Рис. 4. Зависимость обратного тока от напряжения для Ni-GaAs поверхностно-барьерной структуры при разных температурах T .

T, K : 1 — 493, 2 — 533, 3 — 553. Точки — эксперимент, линии — расчет без учета сил изображения.

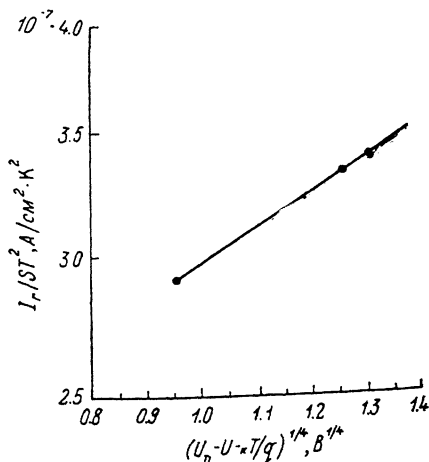


Рис. 5. Зависимость обратного тока от напряжения для Ni-GaAs поверхностно-барьерной структуры в координатах, иллюстрирующих действие сил изображения.

$T=553 K$.

Ричардсона для прямого тока. Отсюда следует, что значения $A^* = (8.2 \pm \pm 1.0) A/cm^2 \cdot \text{град}^2$ и $\phi_{B0}(0 K) = 0.96 V$, определяемые из графика Ричардсона, одни и те же для обратного и прямого токов.

Итак, в настоящей работе установлено, что обратный ток в слабо легированных GaAs поверхностно-барьерных структурах при низких напряжениях обус-

ловлен термоэмиссией электронов вплоть до температур, при которых начинается необратимый переход барьерного контакта к омическому.

Авторы благодарят Е. В. Новикову за помощь в работе.

Список литературы

- [1] Bethe H. A. // MIT Radiat. Lab. Rep. 1942. № 43-12.
- [2] Crowell C. R., Sze S. M. // Sol. St. Electron. 1965. V. 9. N 11. P. 1035—1048.
- [3] Arizumi T., Hiroze M. // Japan. J. Appl. Phys. 1969. V. 8. N 6. P. 749—754.
- [4] Goldberg Yu. A., Posse E. A., Tsarenkov B. V. // Electron. Lett. 1971. V. 2. N 20. P. 601—603.
- [5] Царенков Б. В., Гольдберг Ю. А., Поссе Е. А. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 12. С. 2326—2334.
- [6] Гольдберг Ю. А., Поссе Е. А., Царенков Б. В. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 3. С. 513—518.
- [7] Horvath Zs. I. // J. Appl. Phys. 1986. V. 64. N 12. P. 6780—6784.
- [8] Гольдберг Ю. А., Царенков Б. В. // А. с. 392845. БИ. 1975. № 35.

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

Получена 23.10.1990

Принята к печати 31.10.1990
