

06.1

## Особенности механизма протекания тока в омическом контакте к GaP

© Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов,  
В.Г. Никитин, Е.А. Поссе

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург  
E-mail: tblank@delfa.net

Поступило в Редакцию 9 апреля 2004 г.

Изучалась зависимость сопротивления омического контакта In–GaP от температуры в интервале 77–420 К. Это сопротивление определялось на основании измерений сопротивления нескольких пластин GaP различной толщины с двумя In омическими контактами.

Установлено, что сопротивление омического контакта возрастает с ростом температуры в интервале 230–240 К.

Предполагалось, что омический контакт In–GaP образуется за счет появления металлических шунтов в результате осаждения атомов In на дислокациях и других несовершенствах в приповерхностной области полупроводника, плотность которых, по нашим расчетам, составляет  $(4.5–8) \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ .

**1. Введение.** В настоящее время разработана теория для двух механизмов протекания тока в омическом контакте металл–полупроводник: термоэлектронная эмиссия и туннелирование [1].

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, прямой ток  $I_f$  экспоненциально зависит от напряжения  $V$  и температуры  $T$ :

$$I_f = I_s \exp\left(\frac{qV}{nkT} - 1\right); \quad (1)$$

$$I_s = A^* ST^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $I_s$  — ток насыщения,  $q$  — заряд электрона,  $n$  — коэффициент идеальности,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\phi_B$  — высота потенциального барьера,  $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона, равная

$$A^* = A \frac{m^*}{m_0}, \quad (3)$$

( $A = 120 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$ ,  $m^*/m_0$  — эффективная масса основных носителей заряда). Приведенное к единице площади сопротивление контакта, равное  $R_c = dV/dI$ , при  $V \rightarrow 0$  составляет

$$R_c = \left( \frac{k}{qA^*T} \right) \exp\left( \frac{q\phi_B}{kT} \right), \quad (4)$$

т. е. сопротивление контакта уменьшается с ростом температуры; зависимость  $R_c T$  от  $1/T$  в полупологарифмическом масштабе должна быть линейной, а наклон этой линии характеризует высоту барьера  $\phi_B$ .

Согласно туннельной теории [1], сопротивление контакта, приведенное к единице площади, составляет:

$$\frac{1}{R_c} = \frac{m^* q^2}{2\pi \hbar^3} \int_0^\infty \left( \frac{T(E)}{[\exp((E - \mu)/kT)] - 1} \right) dE, \quad (5)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $T(E)$  — вероятность прохождения носителя, имеющего энергию  $E$ , через барьер, меньший  $q\phi_B$  на величину  $\Delta E$ ,  $\mu$  — энергия уровня Ферми в полупроводнике.

В работе [2] было показано, что

$$R_c \sim \exp\left[ \left( \frac{2\sqrt{\varepsilon_s \varepsilon_0 m^*}}{\hbar} \right) \left( \frac{\phi_B}{N^{1/2}} \right) \right], \quad (6)$$

где  $\varepsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $N$  — концентрация нескомпенсированных примесей.

В этом случае сопротивление контакта  $R_c$  должно экспоненциально зависеть от  $N^{-1/2}$  и практически не должно зависеть от температуры.

На основании экспериментальных данных по температурным и концентрационным зависимостям приведенного сопротивления омического контакта металл–полупроводник было установлено, что основным механизмом протекания тока в различных омических контактах являются термоэлектронная эмиссия в случае  $p\text{-GaAs}$  ( $p = 5 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) [3],  $p\text{-InP}$  [4],  $p\text{-InGaAs}$  ( $p = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) [5],  $p\text{-GaN}$  ( $p = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) [6],  $p\text{-AlGaIn}$  ( $p = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) [7] и туннелирование в случае  $p\text{-GaAs}$  ( $p = 4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) [8],  $n\text{-GaIn}$  ( $n = 10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) [9,10],  $p\text{-AlGaIn}$  ( $p = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) [7].

В то же время механизм протекания тока в омическом контакте к GaP практически не изучался, несмотря на широкое использование этого материала в светодиодах видимого излучения [11] и фотоприемниках ультрафиолетового излучения [12].

В настоящей работе изучается температурная зависимость сопротивления омического контакта In–GaP и делается предположение о механизме протекания тока в таком контакте.

**2. Методика эксперимента.** Исходным материалом был монокристаллический фосфид галлия с ориентацией (100), выращенный по методу Чохральского. Концентрация электронов  $n$  и их подвижность  $\mu$  определялись из электропроводности и эффекта Холла и составила:  $n = (2-4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_n = 100-110 \text{ см}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  (300 К). Значение концентрации нескомпенсированных (или ионизированных) доноров  $N_d$ , определенное методом ртутного зонда и методом вольт-емкостных характеристик диодов Шоттки ( $N_d = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), практически совпадало с величиной  $n$ .

Из слитков фосфида галлия вырезались пластины различной толщины  $d$  от 0.1 до 1 мм размерами  $2.5 \times 2.5 \text{ мм}$ . В эти пластины сверху и снизу вплавлялись капли In диаметром 0.5 мм в потоке очищенного водорода при  $580^\circ\text{C}$  в течение 5 min.

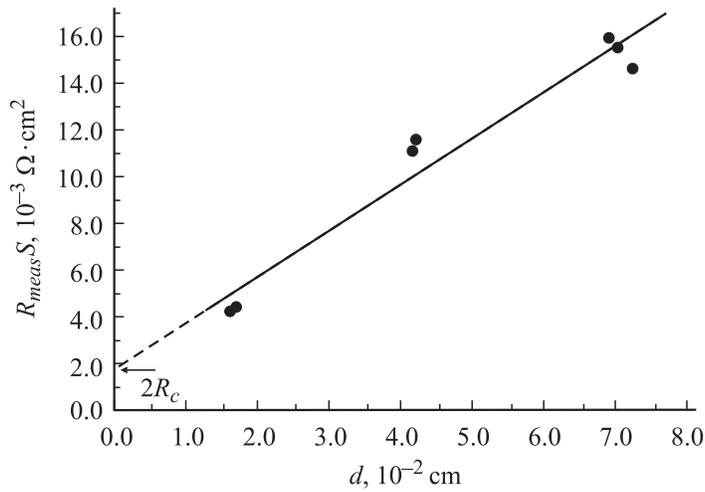
После вплавления и охлаждения до комнатной температуры на всех структурах измерялись вольт-амперные характеристики в интервале 77–420 К, точность поддержания температуры в термостате 1 К.

Все полученные структуры имели линейную вольт-амперную характеристику с наклоном, зависящим от толщины пластины. Для разделения сопротивлений омического контакта  $R_{cont}$  и сопротивления толщи полупроводника  $R_{bulk}$  строилась зависимость измеренного сопротивления  $R_{meas}$  от толщины пластины  $d$  (рис. 1):

$$R_{meas} = 2R_{cont} + R_{bulk}, \quad (7)$$

$$R_{meas}S = 2R_c + \rho d, \quad (8)$$

где  $R_c$  — сопротивление контакта, приведенное к единице площади, а сопротивление толщи  $R_{bulk}$  зависит от удельного сопротивления полупроводника  $\rho$ , толщины пластины  $d$  и площади контакта  $S$ :  $R_{bulk} = \frac{\rho d}{S}$ , причем  $\rho = \frac{1}{qn\mu_n}$ , где  $n$  и  $\mu_n$  — концентрация электронов и их подвижность,  $q$  — заряд электрона.



**Рис. 1.** Зависимость измеренного сопротивления  $R_{meas}$  пластин GaP с двумя омическими контактами In–GaP–In от толщины пластин  $d$ .  $T = 300$  К.

Таким образом,

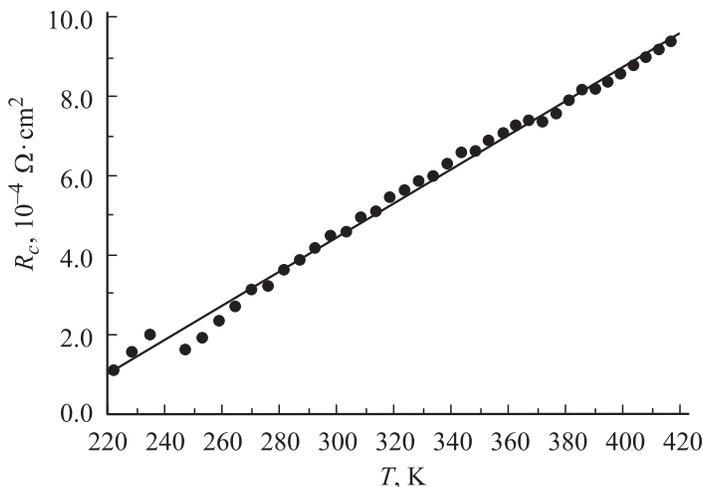
$$R_{meas} S = 2R_c + \frac{d}{qn\mu_n}, \quad (9)$$

и зависимость  $R_{meas} S$  от  $d$  должна быть линейной, отсечка по оси ординат должна соответствовать удвоенному приведенному сопротивлению контакта, а наклон этой зависимости должен быть равен удельному сопротивлению толщи полупроводника  $\rho = \frac{1}{qn\mu_n}$ .

На рис. 1 показана экспериментальная зависимость  $R_{meas}$  от  $d$  при 300 К, она была линейной, а величина  $\rho$  оказалась равной  $0.21 \Omega \cdot \text{cm}$ , что близко к значению  $\rho$  для исходного материала ( $\rho = 0.25 \Omega \cdot \text{cm}$ ).

**3. Экспериментальные результаты и их обсуждение.** Для всех исследованных пластин с двумя омическими контактами In–GaP–In сопротивление  $R_{meas}$ :

— при низких температурах  $T = 77–125$  К резко уменьшалось с ростом температуры; при этом величина удельного сопротивления толщи полупроводника  $\rho$  также резко падала, что, по-видимому, связано с вымораживанием примесей;



**Рис. 2.** Зависимость приведенного к единице площади сопротивления омического контакта In–GaP  $R_c$  от температуры  $T$  в интервале 230–420 К.

— при температурах  $T = 125\text{--}230$  К  $R_{meas}$  уменьшалось с ростом температуры; величина  $\rho$  также уменьшалась;

— при температурах  $T = 230\text{--}420$  К  $R_{meas}$  возрастало с ростом температуры; при этом величина  $\rho$  практически не изменялась, и возрастание было связано с ростом сопротивления омического контакта.

Сопротивление омического контакта, приведенное к единице площади  $R_c$ , в интервале температур 230–420 К возрастало (рис. 2). Поскольку это противоречит теориям термоэлектронной и полевой эмиссии, мы сделали предположение о том, что омический контакт связан с металлическими шунтами, представляющими собой атомы индия, осажденные по линиям несовершенств, например, по дислокациям, и проходящими сквозь слой объемного заряда. В литературе такой механизм протекания тока в омических контактах не рассматривался, хотя наличие таких шунтов наблюдалось при исследовании сопротивления эпитаксиальных пленок на основе TiN [13] и предполагалось при исследовании механизма протекания обратного тока в Ni–GaN диодах Шоттки [14,15]; кроме того, модель дислокационных шунтов исполь-

Удельное сопротивление  $\rho_{\text{In}}$ , сопротивление шунта ( $R_{\text{shunt}}$ ), приведенное к единице площади сопротивление омического контакта ( $R_c$ ), количество проводящих нитей на единицу площади ( $N$ ) при различных температурах ( $T$ )

$T, \text{K}$	$\rho_{\text{In}}, \Omega \cdot \text{cm}$	$R_{\text{shunt}}, \Omega$	$R_c, \Omega \cdot \text{cm}^2$	$N$
250	$7.6 \cdot 10^{-6}$	$2.2 \cdot 10^4$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^7$
300	$9.6 \cdot 10^{-6}$	$2.8 \cdot 10^4$	$4.8 \cdot 10^{-4}$	$5.8 \cdot 10^7$
350	$11.6 \cdot 10^{-6}$	$3.4 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^{-4}$	$4.8 \cdot 10^7$
400	$13.6 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^{-4}$	$4.4 \cdot 10^7$

звалась для объяснения температурных зависимостей вольт-амперных характеристик GaP  $p$ - $n$ -структур [16].

Рассчитаем сопротивление такого шунта  $R_{\text{shunt}}$  и количество шунтов на единицу площади  $N$ . Предположим, что радиус такого шунта близок к постоянной решетки GaP ( $a = 0.545 \text{ nm}$ ) и на него осаждены атомы In (атомный радиус  $r = 0.16 \text{ nm}$ ). Тогда  $R_{\text{shunt}} = \rho_{\text{In}}/L/S$ , где  $\rho_{\text{In}}$  — удельное сопротивление индия,  $L$  — длина шунта,  $S$  — площадь поперечного сечения шунта ( $S = \pi a^2$ ). Удельное сопротивление индия составляет  $\rho_{\text{In}} = 8.2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$  при  $0^\circ\text{C}$ , температурный коэффициент удельного сопротивления  $49 \cdot 10^{-4} \text{ grad}^{-1}$ . Будем считать длину шунта  $L$  равной ширине слоя объемного заряда  $W$ . При нулевом смещении  $W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{qN_d}(V_D - \frac{kT}{q})}$  и составляет  $\sim 7 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ , причем слабо изменялась в интервале 230–420 К (здесь  $\varepsilon_s = 11.1$  — диэлектрическая проницаемость GaP,  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $V_D = 1.1$ – $1.2 \text{ V}$  — диффузионный потенциал на границе In и GaP,  $N_d = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  — концентрация нескомпенсированных доноров).

Результаты расчета приведены в таблице.

Из таблицы видно, что при изменении температуры расчетное количество шунтов слабо меняется и расчетное приведенное сопротивление контакта будет совпадать с экспериментально наблюдаемым, если предположить, что на  $1 \text{ cm}^2$  площади контакта имеется  $(4.4$ – $8) \cdot 10^7$  металлических шунтов. Обычно в монокристаллах GaP плотность дислокаций составляет  $5 \cdot 10^5$ – $10^6 \text{ cm}^{-2}$ , что на 1.5–2 порядка меньше предполагаемого количества шунтов. Однако при сплавлении In в GaP, во-первых, улетучивается фосфор, во-вторых, возникают

механические напряжения из-за различия в величинах постоянной решетки GaP (0.545 nm), атомного радиуса In (0.16 nm) и постоянной решетки In (0.587 nm) — соединения, которое может образоваться при сплавлении. Эти причины могут на 1–2 порядка увеличить плотность состояний в месте сплавления контакта.

**4. Выводы.** Итак, на основании исследования температурной зависимости сопротивления сплавного омического контакта In–GaP было обнаружено, что в интервале температур 230–420 К сопротивление возрастает с температурой, что противоречит существующим теориям протекания тока в омическом контакте. Предполагалось, что омический контакт In–GaP образуется за счет появления проводящих металлических нитей, в результате осаждения атомов In на дислокациях и других несовершенств. Количество этих нитей  $(4.5–8) \cdot 10^7$  на  $1 \text{ cm}^2$  площади структуры, что соответствует плотности несовершенств на границе металла и полупроводника.

## Список литературы

- [1] Rhoderick E.H. // Metal-Semiconductor Contacts. Oxford, 1978.
- [2] Yu A.Y.C. // Sol-State Electron. 1970. V. 13. P. 239.
- [3] Katz A., Nakahara S., Savin W., Weir B.E. // J. Appl. Phys. 1990. V. 68 (8). P. 4133.
- [4] Clausen T., Leistiko O. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62 (10). P. 1108.
- [5] Chu S.N.G., Katz A., Boone T., Thomas P.M., Riggs V.G., Dautremont-Smith W.C., Johnston W.D. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67 (8). P. 3754.
- [6] Ja-Soon Jang, Tae-Yeon Seong. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76 (19). P. 2743–2745.
- [7] Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А., Калинина Е.В., Константинов О.В., Николаев А.Е., Фомин А.В., Черенков А.Е. // ФТП. 2001. Т. 35 (5). С. 550.
- [8] Hidenori Shimawaki, Naoki Furuhashi, Kazuhiko Honjo // J. Appl. Phys. 1991. V. 69 (11). P. 7939.
- [9] Zhifang Fan, S. Noor Mohammad, Wook Kim, Özgür Aktas, Andrei E. Botchkarev, Hadis Morkoç. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68 (12). P. 1672–1674.
- [10] Guo J.D., Lin C.I., Feng M.S., Pan F.M., Chi G.C., Lee C.T. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. (68 (2)). P. 235–237.
- [11] Берг А., Дин П. Светодиоды. М.: Мир, 1979.
- [12] Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. // ФТП. 2003. Т. 37 (9). С. 1025–1055.
- [13] Narayan J., Tiwari P., Chen X., Singh J., Chowdhury R., Zheleva T. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61 (11). P. 1290–1292.

- [14] *Miller E.J., Schaadt D.M., Yu E.T., Sun X.L., Brillson L.J., Waltereit P., Speck J.S. // J. Appl. Phys.* 2003. V. 94 (12). P. 7611–7615.
- [15] *Miller E.J., Yu E.T., Waltereit P., Speck J.S. // Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84 (4). P. 535–537.
- [16] *Евстропов В.В., Джумаева М., Жилев Ю.В., Назаров Н., Ситникова А.А., Федоров Л.М. // ФТП.* 2000. Т. 34 (11). С. 1357–1362.