

07

## Температурные зависимости удельного контактного сопротивления омических контактов на основе арсенида галлия и фосфида индия в области 4.2–300 К

© А.В. Саченко<sup>1</sup>, А.Е. Беляев<sup>1</sup>, Н.С. Болтовец<sup>2</sup>,  
Р.В. Конакова<sup>1</sup>, С.А. Витусевич<sup>1</sup>, С.В. Новицкий<sup>1</sup>,  
В.Н. Шеремет<sup>1</sup>, А.С. Пилипчук<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, 03680 Киев, Украина

<sup>2</sup> Государственное предприятие НИИ „Орион“, 03057 Киев, Украина

<sup>3</sup> Институт физики НАН Украины, 03028 Киев, Украина

E-mail: sach@isp.kiev.ua

Поступило в Редакцию 4 февраля 2016 г.

Измерено удельное контактное сопротивление  $\rho_c$  омических контактов на основе InP и GaAs в диапазоне температур 4.2–300 К. Получены немонотонные температурные зависимости  $\rho_c$  с минимумом при  $T = 50$  К для InP и  $T = 150$  К для GaAs. Для контактов на основе GaAs немонотонные зависимости  $\rho_c(T)$  получены впервые. Показано, что экспериментальные зависимости  $\rho_c(T)$  объясняются в рамках механизма прохождения тока через металлические шунты, проникающие в глубь полупроводника, с учетом вымораживания электронов при гелиевых температурах. Омичность контактов обеспечивается благодаря ограничению электронного тока диффузионным подводом при реализации обогащающих изгибов зон на границе полупроводника с металлом у торца шунта.

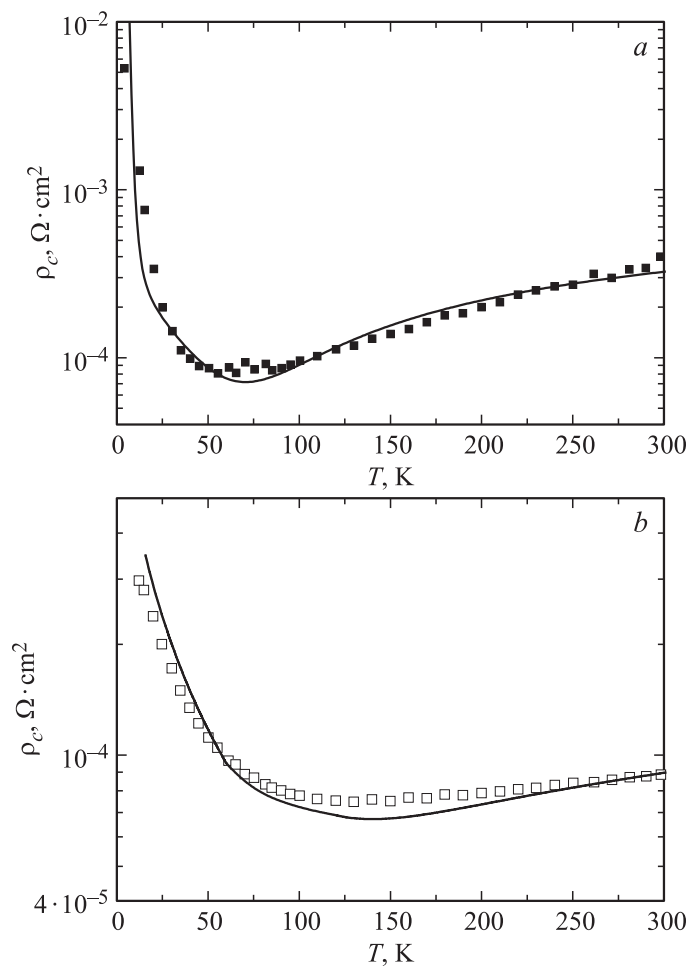
В настоящее время существуют лишь единичные работы, в которых удельное контактное сопротивление  $\rho_c(T)$  для омических контактов металл–полупроводник на основе GaAs было измерено в диапазоне от гелиевых температур до комнатных [1,2]. Для контактов на основе InP подобные работы нам неизвестны. Вместе с тем технологии формирования омических контактов на основе соединений  $A_3B_5$  нуждаются в тщательной отработке, поскольку ряд полупроводниковых приборов, обеспечивающих функционирование сверхпроводящих систем, работает при очень низких температурах [3].

Отметим прежде всего, что типичными температурными зависимостями удельного контактного сопротивления  $\rho_c(T)$  для омических контактов металл–полупроводник являются зависимости, спадающие с повышением температуры. Они реализуются при термоэлектронном или термополевым механизмах токопрохождения в контакте, а в случае туннельного механизма токопрохождения величина  $\rho_c$  не зависит от температуры [4]. В то же время в контактных структурах с большой плотностью дислокаций, как показано в работах [5–8], в области температур выше температуры жидкого азота могут реализоваться растущие с повышением температуры зависимости  $\rho_c(T)$ . Они связаны с протеканием тока по металлическим шунтам, сопряженным с дислокациями [5–8].

В данной работе проведено исследование удельного контактного сопротивления  $\rho_c(T)$  омических контактов на основе GaAs и InP в диапазоне температур 4.2–300 К. Показано, что с учетом вымораживания носителей заряда в области очень низких температур полученные экспериментальные зависимости полностью описываются механизмом, предложенным в работе [6].

Исследовались омические контакты Au(200 nm)–TiB<sub>2</sub>(100 nm)–Au(180 nm)–Ge(30 nm)– $n$ – $n^+$ – $n^{++}$ –GaAs и Au(200 nm)–TiB<sub>2</sub>(100 nm)–Ge(40 nm)–Au(180 nm)– $n^-$ – $n^+$ – $n^{++}$ –InP, полученные методом магнетронного распыления металлов и TiB<sub>2</sub> на подогретые до 100°C  $n$ – $n^+$ – $n^{++}$ –структуры на основе GaAs и InP, выращенные методом газофазной эпитаксии на подложках  $n^{++}$ –GaAs(100) и  $n^{++}$ –InP(100). Концентрация легирующей примеси в сильнолегированных  $n^{++}$ –подложках GaAs(100) составляла  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , в  $n^{++}$ –InP(100)  $\propto 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Толщины подложек обоих типов были равны 300  $\mu\text{m}$ . Концентрация легирующей примеси в  $n^+$ –буферном слое GaAs(InP) составляла  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  при толщине  $n^+$ –слоя 3  $\mu\text{m}$ . Концентрация легирующей примеси в  $n$ –слое GaAs была равна  $6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , толщина  $n$ –слоя 3  $\mu\text{m}$ . Концентрация легирующей примеси в  $n$ –слое InP была равна  $9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , толщина  $n$ –слоя 2  $\mu\text{m}$ . Омические контакты к GaAs формировались с помощью быстрого термического отжига при  $T = 440^\circ\text{C}$  в течение 60 с, к InP при  $T = 460^\circ\text{C}$  в течение 30 с.

Удельное контактное сопротивление омических контактов  $\rho_c$  измерялось в диапазоне температур 4.2–300 К методом transmission line method (TLM) в корпусированных образцах. ВАХ исследованных структур были линейны при всех температурах, включая гелиевые.



Температурные зависимости удельного контактного сопротивления  $\rho_c(T)$  для омических контактов на основе InP (a) и GaAs (b). Точки — эксперимент, сплошная линия — результаты расчета. Используемые значения параметров для расчета:  $N_{D1} = 1.5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{D2} = 10^4 \text{ cm}^{-2}$  (a) и  $N_{D1} = 3.5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{D2} = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$  (b).

На рисунке, *a* и *b* соответственно приведены экспериментальные температурные зависимости удельного контактного сопротивления  $\rho_c$  для омических контактов на основе InP и GaAs. Как видно из рисунка, на зависимостях  $\rho_c(T)$  имеется минимум (при температурах порядка 50 К для InP и 150 К для GaAs). По обе стороны от минимума величина  $\rho_c(T)$  возрастает с изменением температуры (более быстро при понижении температуры).

Отметим вначале, что ни термоэлектронный, ни термополевой механизм токопрохождения не могут объяснить экспериментальные зависимости  $\rho_c(T)$ , а также обеспечить омичность контактов на основе соединений  $A_3B_5$  в области гелиевых температур. Проведенные оценки показали, что термоэлектронный механизм токопрохождения может описать экспериментальные зависимости  $\rho_c(T)$  контактов на основе InP только в области температур 15–50 К при условии, что высота барьера контакта Шоттки  $\phi_b$  составляет 4.5 meV. Не говоря о том, что такое значение  $\phi_b$  крайне маловероятно, указанные механизмы токопрохождения принципиально не могут обеспечить рост  $\rho_c(T)$  с увеличением температуры.

Покажем далее, что использование подхода, развитого в [6], позволяет описать экспериментальные зависимости  $\rho_c(T)$ , полученные для InP и GaAs и приведенные на рисунке, если учесть вымораживание носителей заряда при низких температурах. В этом случае вместо не зависящей от температуры концентрации основных носителей заряда  $n_0$  нужно использовать значение  $n^*(T)$ , которое находится из следующего уравнения нейтральности:

$$n^*(T) = \frac{n_0}{1 + 2 \exp((E_f - E_d)/kT)} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2} \times \int_0^{\infty} \frac{x^{0.5}}{1 + \exp(x - E_f/kT)} dx, \quad (1)$$

где  $E_f$  — энергия Ферми,  $E_d$  — энергетическая глубина залегания донорного уровня,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости при  $T = 300$  К.

При этом для расчета температурной зависимости  $\rho_c(T)$  можно воспользоваться формулами, приведенными в [6], если заменить величину  $n_0$  на  $n^*(T)$ . В этом случае температурная зависимость  $\rho_c(T)$  будет

определяться следующим выражением:

$$\rho_c(T) = \frac{kT}{q} \frac{\left(1 + \frac{V_T}{4D_n} e^{y_{c0}} \int_0^w e^{-y(x)} dx\right)}{\frac{qV_T}{4} n^*(T) \pi L_D^2 e^{y_{c0}} N_{D1}}, \quad (2)$$

где  $L_D = (\epsilon_0 \epsilon_s kT / 2q^2 n^*(T))^{1/2}$  — дебаевская длина экранирования. Здесь  $k$  — постоянная Больцмана,  $q$  — элементарный заряд,  $V_T$  — средняя скорость электронов,  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов,  $y_{c0} = q\phi_{c0} / kT$  — равновесный безразмерный потенциал на границе раздела металл–полупроводник,  $y(x) = q\phi(x) / kT$  — неравновесный безразмерный потенциал в точке  $x$ ,  $w$  — толщина приконтактной области пространственного заряда,  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $N_{D1}$  — плотность участвующих в переносе тока дислокаций.

Вообще говоря, плотности дислокаций, участвующих в переносе тока ( $N_{D1}$ ) и в рассеянии ( $N_{D2}$ ), не равны друг другу. В переносе тока преимущественно участвуют перпендикулярные границе раздела дислокации, а в рассеянии — дислокации, параллельные границе раздела. Величина  $N_{D2}$  влияет на значение  $D_n$ .

Используем уравнение (2) для получения расчетной зависимости  $\rho_c(T)$  для контакта на основе InP, для которого величина  $n_0$  равна  $9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае, как видно из рисунка, а, при  $N_{D1} = 1.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  и при  $N_{D2} = 10^4 \text{ см}^{-2}$  имеет место количественное совпадение между экспериментальной и теоретической зависимостями.

Опишем далее результаты сравнения теории с экспериментальными зависимостями  $\rho_c(T)$  для контакта на основе GaAs. Величина объемной концентрации электронов в данном случае составляла  $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Однако использование этого значения не позволило получить количественное совпадение теории с экспериментом, хотя качественное согласие имело место. Причина этого, по нашему мнению, заключается в следующем. Как указано в методике эксперимента, структура данного контакта была следующей: Au(200 nm)–TiB<sub>2</sub>(100 nm)–Au(180 nm)–Ge(30 nm)– $n$ – $n^+$ – $n^{++}$ –GaAs. Таким образом, в этом случае слой Ge толщиной 30 nm непосредственно граничит с высокоомным объемным слоем. Поскольку Ge является в GaAs донором, то при создании омического контакта при  $T = 440^\circ\text{C}$  в приконтактной области

происходит рост концентрации электронов вследствие подлегирования германием. Мы учли это обстоятельство, используя при построении теоретической зависимости значение  $n_0$ , равное  $2.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Это позволило получить удовлетворительное согласие между теоретической зависимостью и экспериментом (см. рисунок, *b*) при использовании значений  $N_{D1}$  и  $N_{D2}$ , равных соответственно  $3.5 \cdot 10^7$  и  $5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$ .

Таким образом, как показали результаты исследования, выполненные в работе, экспериментальные зависимости  $\rho_c(T)$  для достаточно высокоомных омических контактов на основе GaAs и InP в температурном диапазоне от 4.2 до 300 К достаточно хорошо описываются теоретическими зависимостями, полученными в предположении ограничения электронного тока диффузионным подводом с учетом низкотемпературного вымораживания электронов. Еще раз подчеркнем, что только реализация на торцах полупроводниковых областей пространственного заряда, граничащих с металлическими шунтами, обогащающих изгибов зон позволяет объяснить омичность контактов. В то же время попытки объяснить полученные результаты термоэлектронным механизмом протекания тока в слабо выпрямляющих контактах несостоятельны.

## Список литературы

- [1] *Marshall E.D.* Ohmic contacts to *n*-type aluminum gallium arsenide utilizing limited solid-phase reactions. Ph.D. Dissertation. San Diego: Univ. of California, 1989.
- [2] *Yu L.S., Wang L.C., Marshall E.D., Leu S.S., Kuech T.F.* // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. P. 1621.
- [3] *Алфеев В.Н., Бахтин П.А., Васенков А.А., Войтович И.Д., Махов В.И.* Интегральные схемы и микроэлектронные приборы (устройства) с сверхпроводниками. М.: Радио и связь, 1985.
- [4] *Sze S.M., Ng K.K.* Physics of Semiconductor Devices / 3<sup>rd</sup> ed. John Wiley and Sons, 2007.
- [5] *Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А.* // ФТП. 2007. Т. 41. В. 11. С. 1281.
- [6] *Sachenko A.V., Belyaev A.E., Boltovets N.S., Konakova R.V., Kudryk Ya.Ya., Novitskii S.V., Sheremet V.N., Li J., Vitusevich S.A.* // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. N 8. P. 083 701.
- [7] *Sachenko A.V., Belyaev A.E., Boltovets N.S., Vinogradov A.O., Kladko V.P., Konakova R.V., Kudryk Ya.Ya., Kuchuk A.V., Sheremet V.N., Vitusevich S.A.* // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. N 6. P. 063 703.
- [8] *Беляев А.Е., Болтовец Н.С., Конакова Р.В., Новицкий С.В., Кудрик Я.Я., Саченко А.В., Шеремет В.Н., Виноградов А.О.* // ФТП. 2012. Т. 46. В. 3. С. 342.