

07

## Особенности протекания тока в структурах на основе барьера Шоттки Au/Ti/*n*-InAlAs

© И.Б. Чистохин, М.С. Аксенов, Н.А. Валишева, Д.В. Дмитриев,  
К.С. Журавлев, А.А. Гузев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
Новосибирск  
E-mail: igor@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 9 января 2017 г.

Исследованы вольт-амперные характеристики барьеров Шоттки Au/Ti/*n*-InAlAs/InP в температурном диапазоне 100–380 К. Показано, что при повышении температуры от 100 до 200 К коэффициент идеальности уменьшается от 1.58 до 1.1, а высота барьера повышается от 0.55 до 0.69 eV. При дальнейшем повышении температуры от 200 до 380 К коэффициент идеальности и высота барьера изменяются слабо. Такое поведение хорошо согласуется с моделью латеральной неоднородности высоты барьера (модель Танга), что подтверждается линейной зависимостью высоты барьера от коэффициента идеальности в диапазоне температур 100–200 К. В соответствии с этой моделью были рассчитаны значения высоты барьера гомогенного перехода 0.88 eV, среднеквадратичного отклонения  $10^{-4} \text{ см}^{2/3} \cdot \text{V}^{1/3}$  гауссова распределения высоты барьера, эффективной площади областей с пониженной высотой барьера  $3.7 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$  и постоянной Ричардсона  $10.7 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$ .

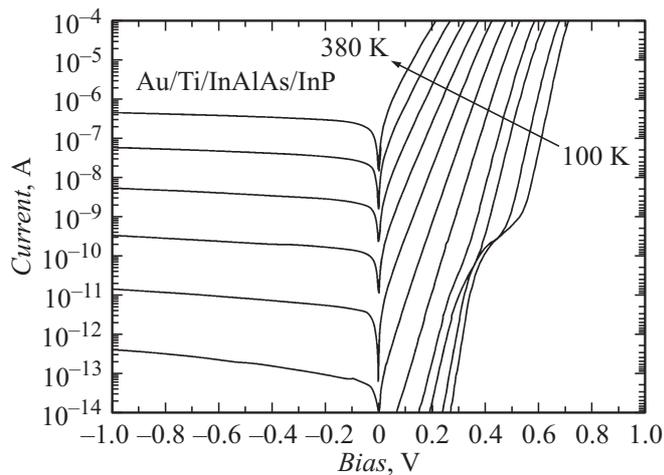
DOI: 10.21883/PJTF.2017.12.44712.16700

В новом научно-техническом направлении „радиофотоника“ (micro-wave photonics) обеспечивается синтез оптоэлектронных технологий обработки и передачи данных с возможностями СВЧ-электроники для устройств связи, обработки и передачи информации и управления [1]. Основными элементами радиофотоники являются лазеры, оптические модуляторы и фазовращатели и быстродействующие фотодетекторы. Одной из перспективных конструкций СВЧ-фотодетектора спектрального диапазона 1.55  $\mu\text{м}$  является фотодиод

InAlAs/InGaAs/InP с барьером Шоттки (БШ), имеющим преимущества по сравнению с альтернативными фотодиодными конструкциями [2]. Свойства и надежность контакта Шоттки определяются границей раздела между осаждаемым металлом и поверхностью полупроводника. InAlAs легко окисляется [3], поэтому для уменьшения влияния окисла на характеристики БШ поверхность InAlAs защищалась слоем InGaAs, который удалялся непосредственно перед нанесением металла. Для изучения механизма протекания тока через БШ исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) при различных температурах.

Гетероструктуры состояли из нелегированного защитного слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , нелегированного слоя  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  и контактного слоя с концентрацией электронов  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , толщиной 30, 500 и 300 nm соответственно. Структуры выращивались на подложке полуизолирующего (001) InP методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Compact 21T. Из холловских и вольт-фарадных температурных измерений было установлено, что нелегированные слои  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  имеют  $n$ -тип проводимости с  $(3-5) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  с малым коэффициентом компенсации доноров. Мезаструктуры диаметром 200  $\mu\text{m}$  формировались травлением в смеси  $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 1 : 38$ . После удаления слоя InGaAs изготавливались диоды Шоттки напылением Ti/Au (20/200 nm). Омический контакт изготавливался напылением и вжиганием слоев Ge/Ni/Au (20/20/100 nm) при  $T = 385^\circ\text{C}$  в течение 5 min в водороде. Поверхность мезаструктур закрывалась слоем  $\text{SiO}_2$  (140 nm), синтезированным окислением моносилана кислородом при пониженном давлении и температуре  $220^\circ\text{C}$ . ВАХ БШ измерялись с помощью электрометра Keithley 6517В в термостатированной камере с контролем температуры.

На рис. 1 в полулогарифмическом масштабе представлены прямые и обратные ветви ВАХ БШ при различных температурах. Уровень обратных токов при температуре 290 K составил  $(3-4) \cdot 10^{-10} \text{ A}$ , что позволяет использовать полученный БШ для СВЧ-фотодиодов. Из анализа прямой ветви ВАХ в соответствии с теорией термоэлектронной эмиссии (ТЭ) [4] были определены коэффициенты идеальности  $n$  и высоты  $\phi_{B0}$  барьеров (используя значение эффективной постоянной Ричардсона  $A^* = 10.1 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$  [5] и геометрической площади БШ  $A = 3.14 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ ) при различных температурах (рис. 2, а). В зависимости  $\phi_{B0}$  и  $n$  от температуры можно выделить два участка: 1) от 100

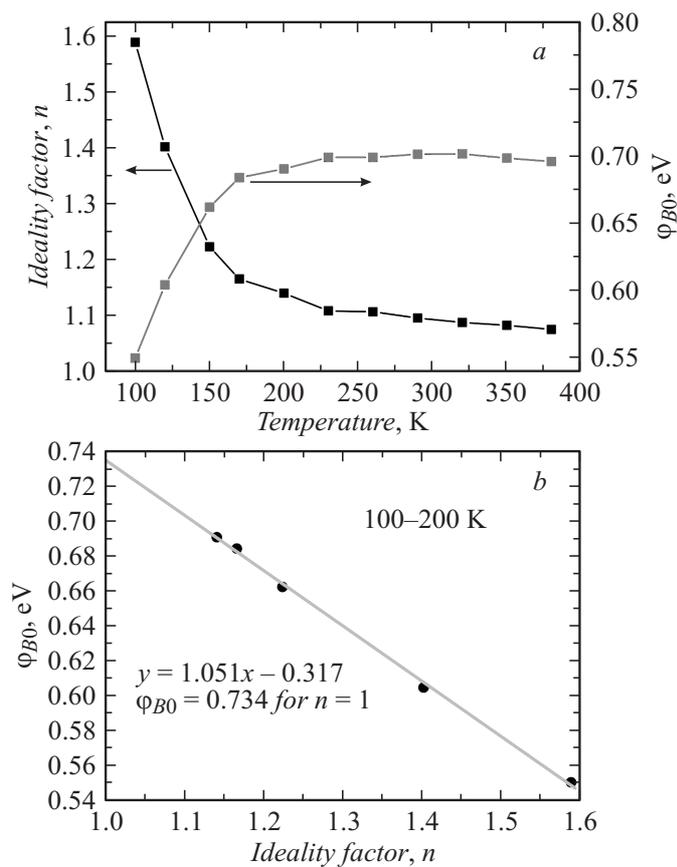


**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики диода Шоттки Au/Ti/*n*-InAlAs (100) при температурах 100, 120, 150 К, затем от 170 до 380 К с шагом 30 К.

до 200 К  $n$  падает от 1.58 до 1.1, а  $\phi_{B0}$  растет от 0.55 до 0.69 eV; 2) от 200 до 380 К эти параметры изменяются слабо,  $n$  от 1.1 до 1.09,  $\phi_{B0}$  от 0.69 до 0.7 eV. Таким образом, в диапазоне температур 200–380 К ВАХ хорошо описываются теорией ТЭ и согласуются с результатами работ [6,7].

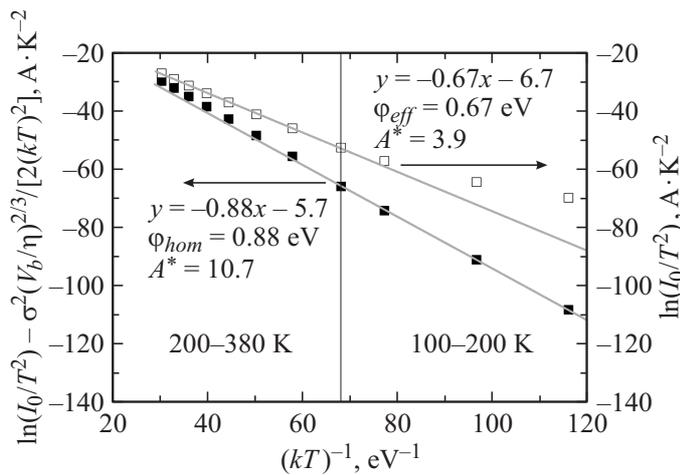
Значения коэффициента идеальности более 1 (1.09–1.1) в диапазоне температур 200–380 К и температурная зависимость  $\phi_{B0}$  и  $n$  в диапазоне 100–200 К свидетельствуют об отклонении от теории ТЭ, причиной которого могут быть интерфейсные состояния перехода металл–полупроводник и пространственная неоднородность высоты барьера Шоттки [8–10]. Другие механизмы, такие как влияние сил изображения на снижение барьера, вклад туннельного тока и рекомбинации неравновесных носителей заряда в обедненной области на значение  $n$ , оказывают пренебрежимо малое влияние из-за низкой концентрации примеси в слоях In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As [11].

Линейная зависимость между  $n$  и  $\phi_{B0}$  при температурах 100–200 К представлена на рис. 2, *b*. Экстраполяция зависимости до значения  $n = 1$  дает высоту барьера около  $\phi_{B0} = 0.73$  eV. Такая зависимость характерна



**Рис. 2.** *a* — температурная зависимость коэффициента идеальности  $n$  и высоты барьера  $\phi_{B0}$  диода Шоттки Ti/Au на  $n$ -InAlAs в диапазоне температур 100–380 К, *b* — зависимость  $\phi_{B0}$  от  $n$  в диапазоне температур 100–200 К.

для латеральной неоднородности БШ с гауссовым распределением  $\phi_{B0}$  в локальных областях, предсказанным Тангом и Сулливаном [8–10], где транспорт носителей заряда носит термоактивационный характер и определяется различными высотами барьеров. Дополнительным аргументом в пользу механизма латеральной неоднородности БШ является



**Рис. 3.** График Ричардсона барьера Шоттки Ti/Au на *n*-InAlAs на основе классической теории термоэлектронной эмиссии и модели Танга.

существование участка тока с перегибом и плато в диапазоне токов  $10^{-9} - 10^{-11}$  А при малых напряжениях и температурах ниже 170 К на экспериментальных ВАХ (рис. 1), что согласуется с результатами работ [8,9]. Следует заметить, что в приближении Танга эффективная высота барьера и коэффициент идеальности зависят от температуры.

Из термоэмиссионной теории [4] можно получить выражение для вычисления постоянной Ричардсона, а из модели Танга — его модифицированное выражение [8,11,12]:

$$\ln\left(\frac{I_0}{AT^2}\right) = \ln(A^*) - \frac{\varphi_{B0}}{kT}, \quad (1)$$

$$\ln\left(\frac{I_0}{NA_{eff}T^2}\right) - \frac{\sigma^2(V_{B0})^{2/3}}{2(kT)^2\eta^{2/3}} = \ln(A^*) - \frac{\varphi_{B0}^{hom}}{kT}, \quad (2)$$

где  $I_0$  — ток насыщения,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\varphi_{B0}^{hom}$  — высота барьера гомогенного перехода,  $V_{B0} = \varphi_{B0}^{hom} - E_c - E_F$ ,  $V_{B0}$  — изгиб зон при  $V = 0$  гомогенного барьера,  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение

высоты барьера,  $\eta = \varepsilon_s \varepsilon_0 / q N_D$ ,  $q$  — заряд электрона,  $\varepsilon_s \varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная полупроводника,  $N$  — количество локальных участков на всей площади диода,  $A_{eff}$  — площадь локального участка с пониженным значением высоты барьера соответственно.

Для определения значения постоянной Ричардсона и эффективной высоты барьера на рис. 3 представлен сравнительный график Ричардсона на основе теории ТЭ в координатах  $\ln(I_0/T^2)$  от  $1/kT$  и на основе приближения Танга в координатах  $\ln(I_0/T^2) - \sigma^2(V_B/\eta)^{2/3}/2(kT)^2$  от  $1/kT$ . Видно, что только в температурном диапазоне 200–380 К полученные экспериментальные данные в представленных координатах линейны и хорошо описываются теорией ТЭ. Наклон дает значение  $\phi_{B0} = 0.67$  eV, а пересечение оси ординат при  $x = 0$  значение  $A^* = 3.9$  A · cm<sup>-2</sup> · K<sup>-2</sup>. Использование выражения (2) по модели Танга для экспериментальных значений дает линейную зависимость в области низких температур до 100 К со значениями высоты барьера гомогенного перехода  $\phi_{B0}^{hom} = 0.88$  eV и  $A^* = 10.7$  A · cm<sup>-2</sup> · K<sup>-2</sup>, что близко к теоретическому значению  $10.1$  A · cm<sup>-2</sup> · K<sup>-2</sup>.

В рамках модели Танга была рассчитана эффективная площадь областей с пониженной высотой барьера ( $A_{eff} = 3.7 \cdot 10^{-11}$  cm<sup>2</sup>). Так как в диапазоне токов  $10^{-11} - 10^{-14}$  А транспорт носителей определяется только через области с пониженным барьером общей площадью  $NA_{eff}$ , то из модифицированного графика Ричардсона, построенного при анализе данных токов, можно определить количество областей с пониженной высотой барьера. В данном случае  $N$  оказывается равным  $2 \cdot 10^6$ , а общая площадь, занимаемая данными областями, равна  $7.4 \cdot 10^{-5}$  cm<sup>2</sup>, что составляет  $\sim 24\%$  от общей площади контакта.

Таким образом, ВАХ БШ Au/Ti/n-InAlAs хорошо описываются теорией ТЭ при высоких температурах. Отклонения ВАХ от теории ТЭ при низких температурах обусловлены локальными неоднородностями БШ с гауссовым распределением высоты барьера. В соответствии с моделью Танга были рассчитаны параметры БШ. Механизмы протекания тока через БШ Au/Ti/n-InAlAs аналогичны наблюдаемому в БШ с бинарными полупроводниками Au/n-InP [6], Cr/n-GaAs [7] и Au/n-GaAs [12].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект офи\_м № 14-29-08124).

## Список литературы

- [1] *Berceli T., Herczfeld P.* // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 2010. V. 58. P. 2992.
- [2] *Chizh A., Malyshev S., Mikitchuk K.* // 2015 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP). 2015. P. 1.
- [3] *Lien Y. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. P. 083517.
- [4] *Rhoderick E.H., Williams R.H.* Metal-Semiconductor Contacts. Clarendon Press, Oxford, University Press, Oxford, 1988.
- [5] *Hamdaoui N. et al.* // Mater. Sci. Semicon. Process. 2014. V. 26. P. 431.
- [6] *Soylu M., Abay B.* // Microelectron. Eng. 2009. V. 86. P. 88.
- [7] *Korkut H., Yildirim N., Turut A.* // Microelectron. Eng. 2009. V. 86. P. 111.
- [8] *Tung R.* // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 13509.
- [9] *Tung R., Sullivan J., Schrey E.* // Mater. Sci. Eng. B. 1992. V. 14. P. 266.
- [10] *Sullivan J., Tung R., Pinto M., Graham W.* // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. P. 7403.
- [11] *Hardikar S. et al.* // Appl. Phys. A. 1999. V. 68. P. 49.
- [12] *Korucu D., Turut A., Efeoglu H.* // Physica B. 2013. V. 414. P. 35.