

УДК 537.311.4

С. В. НОВИЦКИЙ

Украина, г. Киев, Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарёва НАНУ

E-mail: serg_nov@ukr.net

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ К InP

Экспериментально подтверждено, что температурная зависимость удельного контактного сопротивления омических контактов $Au-TiB_2-Ge-Au-n-n^+-n^{++}-InP$ описывается моделью токопереноса с высокой плотностью дислокаций в приконтактной области полупроводника. Исследовались образцы, полученные при разных температурах отжига.

Ключевые слова: фосфид индия, омический контакт, дислокации, удельное контактное сопротивление.

С повышением частот рабочего диапазона полупроводниковых микроволновых приборов и переходом в диапазон миллиметровых волн постоянно растет уровень требований к приборным структурам. В связи с этим большое внимание уделяется исследованиям фосфида индия InP, т. к. именно в этом материале дрейфовая скорость носителей заряда больше, а время междолинного перехода и коэффициент ионизации электронов меньше, чем в Si и GaAs, которые дали старт полупроводниковой СВЧ-электронике. Диоды Ганна на основе фосфида индия интенсивно разрабатываются ведущими фирмами и применяются в радиолокации, радиоспектроскопии, системах новейших телекоммуникаций, предупреждения автомобильных столкновений и многих других [1–4].

Однако преимущества фосфид-индиевых приборов могут быть нивелированы, если не уделять достаточного внимания омическим контактам к ним. Как известно, омический контакт создается дополнительным легированием приконтактной области полупроводника или сплавлением с целью понижения его сопротивления. Хороший омический контакт должен иметь линейную зависимость тока от напряжения в широких температурных и временных интервалах. Известно, что удельное сопротивление ρ_c контакта «металл–полупроводник» в зависимости от механизма токопереноса с ростом температуры T должно либо уменьшаться, либо не зависеть от температуры [5]. Однако в ряде работ в сплавных контактах к широкозонным полупроводникам с сильнодефектной приконтактной областью наблюдалась иная зависимость — ρ_c с ростом T возрастало [6, 7]. Это не согласуется ни с термоэлектронным, ни с термополевым механизмами токопрохождения, при которых удельное контактное сопротивление должно уменьшаться с ростом температуры, ни с меха-

низмом полевой эмиссии, когда удельное контактное сопротивление практически не зависит от температуры. Так, в [7] для сплавного контакта In– n -GaP с большой концентрацией дислокаций в приконтактной области полупроводника возрастающая зависимость удельного контактного сопротивления от температуры, по предположению авторов, обусловлена металлическими шунтами, которые представляют собой атомы индия, локализованные на дислокациях, пересекающих область объемного заряда. Однако сопротивление металла при температурах, превышающих температуру Дебая, должно линейно возрастать, а этого в эксперименте не наблюдалось. В [8] подобные результаты объяснялись ограничением протекающего тока диффузионным подводом электронов в полупроводнике с $n-n^+$ -переходом, при этом предполагалось, что $\rho_c \sim T^2$.

В [9] при определении причин роста ρ_c с увеличением температуры в контакте $Au-Ti-Pd_2Si-n^+Si$ учитывается прохождение тока через металлические шунты, которые пронизывают дислокации, и ограничение протекающего тока диффузионным подводом. Принципиальным отличием [9] от других теорий является предположение о протекании тока через участки, обогащенные, а не обедненные электронами, обуславливающие формирование потенциальной ямы, а не барьера.

В настоящей работе предложенный в [9] подход применен для исследования температурной зависимости удельного контактного сопротивления омического контакта к фосфид-индиевой эпитаксиальной $n-n^+-n^{++}$ -структуре.

Экспериментальные образцы $Au-TiB_2-Ge-Au-n-n^+-n^{++}-InP$ были получены последовательным магнетронным распылением слоев контактной металлизации на предварительно очищенную фотонной обработкой поверхность эпитаксиальной пленки $n-InP$ с концентрацией до-

норов $n=9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, толщиной n -слоя около 2 мкм. Толщина n^+ -слоя составляла примерно 3 мкм, концентрация донорной примеси в нем — около $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщина n^{++} -подложки InP примерно 350 мкм, концентрация донорной примеси в ней — около 10^{18} см^{-3} . Толщина слоев контактной металлизации: Au — 1800 Å, Ge — 400 Å, TiB₂ — 1000 Å, Au — 2000 Å. Омические контакты формировались в процессе быстрой термической обработки при температурах 410, 435, 450 и 460°C (время отжига 30 с). Зависимость удельного контактного сопротивления от температуры исследовали методом TLM в интервале 100–380 К.

Согласно модели, предложенной в [9–11], в торце каждой дислокации, заполненной металлом и «проросшей» в полупроводник, образуется слой Шоттки. Между ним и поверхностными состояниями возникает контактная разность потенциалов, которая порождает электрическое поле. По причине кривизны металлических шунтов и их малых размеров напряженность электрического поля достаточно высока. Силы зеркального изображения, действующие на электроны, и краевой эффект приводят к значительному росту напряженности электрического поля и, соответственно, к понижению потенциально-го барьера на величину

$$\Delta\varphi = q\sqrt{Z}/(4\pi\epsilon_0\epsilon_s r),$$

где q — заряд электрона;

Z — количество электронов возле торца дислокации;

ϵ_0, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость, соответственно, вакуума и полупроводника;

r — радиус металлического шунта.

Термоэлектронный ток, возникающий при этом, ограничивается диффузионным подводом электронов ($V_T e^{y_{c0}} L_D / (4D_n) \gg 1$) и уменьшается с ростом температуры. Как следствие, возрастает контактное сопротивление R_{c0} , которое в случае невырожденного полупроводника, когда ток течет через контакт «металл — полупроводник» в месте выхода дислокации, определяется по формуле [9]

$$R_{c0} = \frac{kT}{q} \left(1 + \frac{0,6V_T}{4D_n} e^{y_{c0}} L_D \right) / \left(\frac{qV_T}{4} N_d e^{y_{c0}} \right),$$

где k — постоянная Больцмана;

V_T — средняя тепловая скорость электронов;

D_n — коэффициент диффузии электронов;

y_{c0} — равновесный безразмерный потенциал на границе раздела «металл — полупроводник», $y_{c0} = q\varphi_{c0} / (kT)$;

φ_{c0} — контактный потенциал;

L_D — дебаевская длина экранирования;

N_d — концентрация доноров в полупроводнике.

Величину контактного сопротивления R_{diff} , определяемого механизмом диффузионного под-

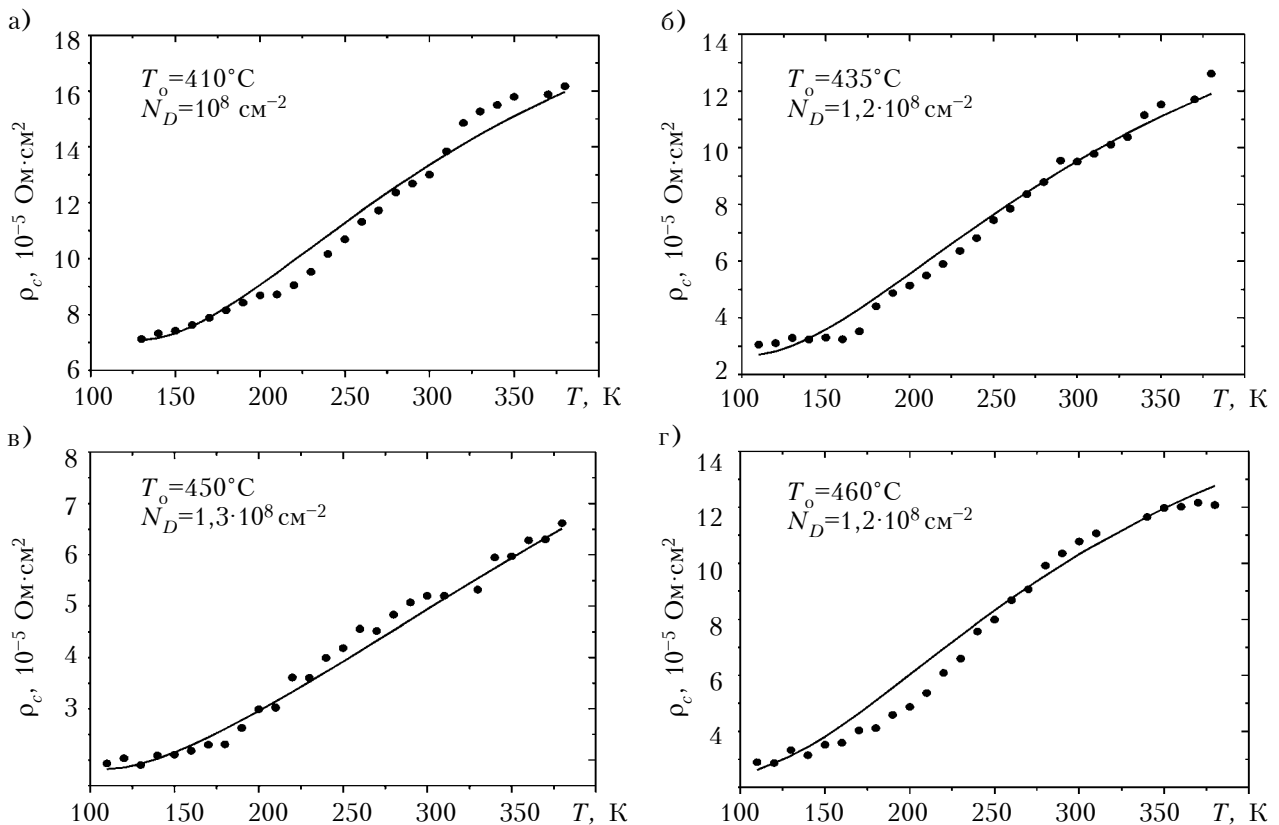


Рис. 1. Температурные зависимости ρ_c исследуемых структур после отжига при различных температурах T_0 , имеющих различную плотность проводящих дислокаций N_D (точки — эксперимент; линия — расчет)

вода, для контакта единичной площади находилась по формуле [11]

$$R_{diff} = \frac{R_{c0}}{\pi L_D^2 N_D},$$

где N_D — концентрация проводящих дислокаций.

Полное сопротивление контакта R_c будет определяться последовательно включенными сопротивлениями R_{diff} и R_{sh} :

$$R_c = R_{diff} + R_{sh},$$

где R_{sh} — сопротивление металлических шунтов,

$$R_{sh} = \rho_0(1 + \alpha T) d_p / (\pi r^2 N_D);$$

ρ_0 — удельное сопротивление металла при $T = 0^\circ\text{C}$;

α — температурный коэффициент электрического сопротивления металла;

d_p — расстояние которое электроны проходят по дислокации из объема полупроводника до сплошного металлического контакта.

На рис. 1, где показаны температурные зависимости удельного контактного сопротивления после отжига, видно, что экспериментальные результаты достаточно хорошо описываются теоретической моделью формирования контактного сопротивления в полупроводниках с большой плотностью дислокаций, предложенной в [9–11]. Наименьшее удельное контактное сопротивление ($\rho_c = 5,2 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$) имеет образец, прошедший термическую обработку при 450°C .

Таким образом, экспериментальные температурные зависимости удельного контактного сопротивления омических контактов $\text{AuGe}-\text{TiB}_2-\text{Au}$ к InP находятся в соответствии с рассчитанными по модели токопереноса в омических контактах с высокой плотностью дислокаций в приконтактной области полупроводника. Такая модель позволяет определить температуру формирования омического контакта «металл — полупроводник», при которой удельное контактное сопротивление будет наименьшим. Полученные результаты можно использовать для оптимизации конструкции микроволновых приборов из InP в миллиметровом диапазоне длин волн.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Eisele H., Kamoua R. Sub millimeter-wave InP Gunn devices // IEEE MTT. — 2004. — Vol. 52, N 10. — P. 2371–2378.
2. Eisele H., Rydberg A., Haddad G. I. Recent advances in the performance of InP Gunn devices and GaAs TUNNETT diodes for the 100-300-GHz frequency range and above // IEEE MTT. — 2000. — Vol. 48, N 4. — P. 626–631.
3. Eisele H., Naftaly M., Kamoua R. Generation of submillimeter-wave radiation with GaAs TUNNETT diodes and InP Gunn devices in a second or higher harmonic mode // IJMW. — 2005. — Vol. 26, N 1. — P. 1–14.
4. Okazaki H., Sato T., Yoshizawa N., Hashizume T. Optical and electrical properties of InP porous structures formed on p -n substrates // Proc. of 22nd 2010 Internat. Confer. «IPRM-2010». — Japan Kagawa. — 2010. — P. 77–80.
5. Sze S. M., Kwok K. Ng. Physics of semiconductor devices. — A. John Wiley & Sons, Inc. Publ., 2007.

6. Blank T. V., Gol'dberg Yu. A. Mechanisms of current flow in metal–semiconductor ohmic contacts (review) // Semiconductors. — 2007. — Vol. 41, N 11. — P. 1263–1292.

7. Бланк Т. В., Гольдберг Ю. А., Константинов О. В. и др. Особенности механизма протекания тока в омическом контакте к GaP // Письма в ЖТФ. — 2004. — Т. 30, № 19. — С. 17–24. [Blank T. V., Gol'dberg Yu. A., Konstantinov O. V. i dr. // Pis'ma v ZhTF. 2004. Vol. 30, N 19. P. 17]

8. Clausen T., Leistiko O., Chorkendorff I., Larsen J. Transport properties of low-resistance ohmic contacts to InP // Thin Solid Films. — 1993. — Vol. 232. — P. 215–227.

9. Belyaev A. E., Boltovets N. S., Konakova R. V. et al. Temperature dependence of contact resistance of $\text{Au-Ti-Pd}_2\text{Si-n}^+-\text{Si}$ ohmic contacts // SPQEO. — 2010. — Vol. 13, N 4. — P. 436–438.

10. Саченко А. В., Беляев А. Е., Болтовец Н. С. и др. Механизмы токопереноса в омическом контакте к GaN и другим соединениям A^3B^5 с высокой плотностью дислокаций // Матер. 8-й Всероссийской конфер. «Нитрид галлия, индия и алюминия — структуры и приборы». — Россия, г. Санкт-Петербург. — 2011. — С. 229–230. [Sachenko A. V., Belyaev A. E., Boltovets N. S. i dr. Mekhanizmy tokoperenosa v omicheskoi kontakte k GaN i drugim soedineniyam A^3B^5 s vysokoi plotnost'yu dislokatsii // Mater. 8-i Vserossiiskoi konfer. «Nitrid galliya, indiya i alyuminiya — struktury i pribory». Rossiya, St-Petersburg, 2011. P. 229]

11. Sachenko A. V., Belyaev A. E., Bobyl A. V. Temperature dependence of the contact resistance of ohmic contacts to III–V compounds with a high dislocation density // Semiconductors. — 2012. — Vol. 46, N 3. — P. 334–341.

Дата поступления рукописи
в редакцию 28.02 2012 г.

Novitskyi S. V. **Effect of annealing temperature on the value of contact resistance of ohmic contacts to InP.**

Keywords: indium phosphide, ohmic contact, dislocation, the specific contact resistance.

It is experimentally confirmed that the temperature dependence of specific contact resistance of ohmic contacts $\text{Au}-\text{TiB}_2-\text{Ge}-\text{Au}-n-n^+-n^{++}-\text{InP}$ is described with the current transport model with a high density of dislocations in the contact region of the semiconductor. The samples used in the experiment were obtained at different annealing temperatures.

Ukraine, Kyiv, V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine.

Новицький С. В. **Дослідження температурної залежності контактного опору омичних контактів до InP.**

Ключові слова: фосфід індію, омичний контакт, дислокації, питомий контактний опір.

Експериментально підтверджено, що температурна залежність питомого контактного опору омичних контактів $\text{Au}-\text{TiB}_2-\text{Ge}-\text{Au}-n-n^+-n^{++}-\text{InP}$ описується моделлю струмопереносу з високою щільністю дислокацій у приконтактній ділянці напівпровідника. Досліджувались зразки, отримані при різних температурах відпалу.

Україна, м. Київ, Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАНУ.