

## Механизм формирования контактного сопротивления к $A^3N$ гетероструктурам с высокой плотностью дислокаций

© А.В. Саченко, А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец\*, Ю.В. Жилиев<sup>+</sup>, Л.М. Капитанчук\*, В.П. Кладько, Р.В. Конакова<sup>¶</sup>, Я.Я. Кудрик, А.В. Наумов, В.Н. Пантелеев<sup>+</sup>, В.Н. Шеремет

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

\* Государственное предприятие НИИ „Орион“, 03057 Киев, Украина

<sup>+</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 184021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>¶</sup> Институт электросварки им. Е.О. Патона Национальной академии наук Украины, 03068 Киев, Украина

(Получена 29 октября 2012 г. Принята к печати 14 января 2013 г.)

Исследованы температурные зависимости удельного контактного сопротивления  $\rho_c(T)$  омических контактов Pd–Ti–Pd–Au к широкозонным полупроводникам  $n$ -GaN и  $n$ -AlN с высокой плотностью дислокаций. На зависимостях  $\rho_c(T)$  для обеих контактных систем наблюдаются участки экспоненциального спада  $\rho_c(T)$ , а также участки весьма слабой зависимости  $\rho_c(T)$  при более высоких температурах. Кроме того, в низкотемпературной области для контакта Au–Pd–Ti–Pd– $n$ -GaN наблюдается участок насыщения  $\rho_c(T)$ . Этот участок появляется только после быстрого термического отжига. В принципе появление участка насыщения может быть связано как с предварительным сильным легированием приконтактной области мелкой донорной примесью, так и с легированием в процессе получения контакта в результате быстрого термического отжига, если в состав контактообразующего слоя входит материал, являющийся мелким донором в  $A^3N$ . Полученные зависимости не объясняются существующими механизмами токопереноса. Предложены вероятные механизмы объяснения экспериментальных зависимостей  $\rho_c(T)$  для омических контактов к  $n$ -GaN и  $n$ -AlN.

### 1. Введение

В последние годы интенсивно развиваются материаловедение соединений  $A^3N$  и технология приборов на их основе — светодиодов, диодов Шоттки, полевых транзисторов. Элементная база преимущественно разрабатывается на GaN и его твердых растворах [1–6]. Перспективными материалами для оптоэлектронных приборов также являются InN и твердые растворы в системе InN–GaN–AlN. В качестве материала подложки для целого ряда приборных структур используется AlN. До настоящего времени проблемой является формирование омических контактов к широкозонным соединениям  $A^3N$ . Например, для создания омического контакта к AlN в соответствии с классическими моделями необходимо, чтобы выполнялось условие, при котором работа выхода электронов из металла  $\phi_m$  была бы меньше энергии электронного сродства  $n$ -AlN [7]. Поскольку AlN является широкозонным материалом с малым электронным сродством ( $\chi = 0.6$  эВ) [8], то в нем величина работы выхода электрона из металла  $\phi_m$  превышает  $\chi_{AlN}$ . Другая особенность AlN состоит в наличии в нем высокой концентрации дефектов с глубокими уровнями, придающей нитриду алюминия в результате компенсации мелких уровней высокоомную проводимость  $n$ -типа [9]. С учетом этих фактов создание омических контактов к AlN представляет определенные трудности.

Поскольку  $A^3N$  соединения в основном широкозонные, то приборы на их основе уже сегодня имеют рабочие температуры в 1.5–2 раза выше, чем кремниевые и арсенид-галлиевые [4,5]. Поэтому формирование омических контактов к ним происходит при достаточно высоких температурах вжигания контактообразующих слоев. Это способствует образованию структурно несовершенной границы раздела металл-полупроводник, в том числе с высокой плотностью дислокаций в приконтактной области гетероструктур  $A^3N$ , выращиваемых преимущественно на чужеродных подложках. В приконтактной области таких структур, как указывают авторы [10–12], могут формироваться металлические шунты, сопряженные с дислокациями, обуславливающие увеличение удельного контактного сопротивления  $\rho_c$  с ростом температуры по линейному закону. Последнее обстоятельство связано с температурной зависимостью удельного сопротивления металла и является крайне нежелательным для приборов, работающих при повышенных температурах. Об одном из механизмов формирования шунтов, связанных с массопереносом индия по дислокациям из контакта, сформированного сплавом из окиси индия и олова в нитрид-галлиевых светодиодах, сообщалось в [13]. В наших работах [14–16] было показано, что температурная зависимость  $\rho_c$  в омических контактах к полупроводникам с высокой плотностью дислокаций в приконтактной области более сложная, чем линейная зависимость  $\rho_c(T)$ . При этом возможны как растущие, так и падающие с ростом температуры зависимости  $\rho_c(T)$ .

<sup>¶</sup> E-mail: konakova@isp.kiev.ua

Что касается омических контактов к  $n$ -AlN, то в литературе о них отсутствуют сколь-нибудь подробные данные, за исключением работы [11], в которой рассмотрен сплавной омический контакт In– $n$ -AlN к высокоомному  $n$ -AlN с  $\rho \approx 10^6$  Ом·см. Авторы [11] отметили, что контакт был высокоомный с линейной вольт-амперной характеристикой и сопротивлением, близким к объемному. Литературные данные о температурной зависимости  $\rho_c$  омических контактов к  $n$ -AlN нам не известны.

Цель данной работы заключается в сравнительном исследовании особенностей температурных зависимостей  $\rho_c$  омических контактов к  $n$ -GaN и  $n$ -AlN, выращенных на чужеродных подложках.

## 2. Методика эксперимента

Монокристаллические пленки  $n$ -GaN и  $n$ -AlN были получены в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН методом хлоридной газофазовой эпитаксии на стандартной установке с горизонтальным реактором [18,19].

Слои GaN толщиной  $\sim 30$  мкм с концентрацией доноров более  $10^{18}$  см $^{-3}$  были выращены на AlN „template“ на сапфире. Слои AlN толщиной  $\sim 3.5$  мкм с концентрацией доноров менее  $10^{17}$  см $^{-3}$  были выращены на сильно-легированной  $n^+$ -подложке SiC.

Рентгенодифракционные измерения слоев GaN показали, что полуширина кривой рентгеновской дифракции  $\omega_0 \approx 5$  arcmin, для слоев AlN  $\omega_0 \approx 30$  arcmin. Средняя линейная плотность дислокаций в обоих случаях  $\leq 10^5$  см $^{-1}$ . Методом последовательного вакуумного напыления на подогретых до 350°C подложках создавалась контактная металлизация Au(100 нм)–Pd(70 нм)–Ti(50 нм)–Pd(30 нм)– $n$ -GaN( $n$ -AlN) с последующим формированием тестовых структур с линейной и радиальной геометрией шаблонов для измерения удельного контактного сопротивления методом TLM — transmission line method [20] в диапазоне температур 100–380 К.

На структурах Au–Pd–Ti–Pd– $n$ -GaN омический контакт был получен как на подогретой до 350°C подложке, так и с последующим быстрым термическим отжигом (БТО) при  $T = 900^\circ\text{C}$ , 30 с. Омический контакт к структуре Au–Pd–Ti–Pd– $n$ -AlN был сформирован только после БТО при  $T = 900^\circ\text{C}$  в течение 30 с.

Методом электронной оже-спектроскопии исследовались профили распределения компонентов в слоях металлизации в сочетании с ионным травлением (ионы Ar $^+$ , энергия 1 кэВ) на оже-спектрометре LAS-2000. На оже-микроскопе JAMP-9500F в режиме растровой электронной микроскопии исследовались сколы омических контактов и морфологические особенности поверхности пленок GaN и AlN.

На рис. 1, *a* приведены профили распределения компонентов в контактной металлизации Au–Pd–Ti–Pd– $n$ -GaN. Видно, что для данной контактной системы характерна слоистая структура металлизации с достаточно

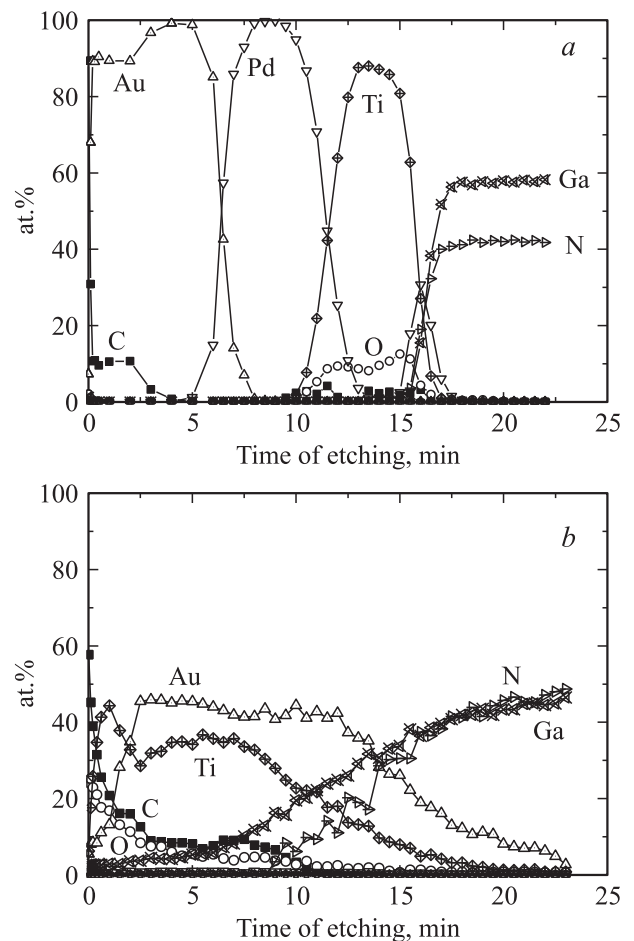
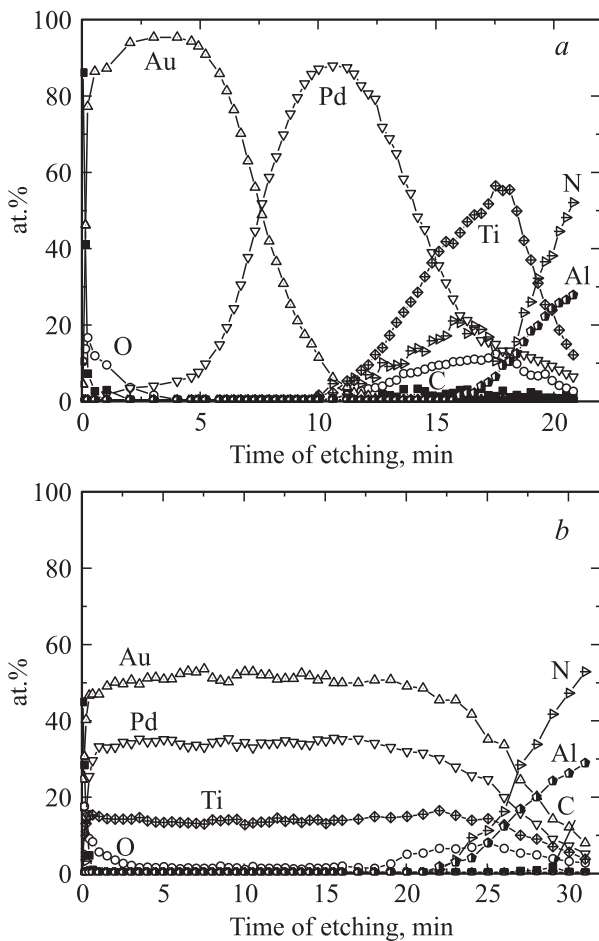


Рис. 1. Профили распределения компонентов контактной металлизации Au–Pd–Ti–Pd– $n$ -GaN: *a* — исходный, *b* — после БТО при 900°C, 30 с.

резкой границей раздела контактообразующего металла (палладия) с нитридом галлия, сформировавшейся в процессе напыления на подогретую до 350°C подложку (поверхность GaN). Исследование скола контакта Au–Pd–Ti–Pd– $n$ -GaN также показало наличие сравнительно резкой границы раздела металл–GaN. При этом наблюдалась колончатая структура пленки  $n$ -GaN. Что касается морфологии поверхности пленки GaN, то она характеризовалась достаточно высокой плотностью гексагональных дефектов. Аналогичные гексагональные дефекты на подобных толстых слоях GaN толщиной  $\sim 25$  мкм, выращенных на подложках GaAs, наблюдались в [6].

Удельное контактное сопротивление омических контактов Au–Pd–Ti–Pd– $n$ -GaN, измеренное при комнатной температуре, для линейной топологии TLM составило  $6.7 \cdot 10^{-5}$  Ом·см $^2$ , для радиальной —  $7.8 \cdot 10^{-5}$  Ом·см $^2$ .

На рис. 2, *a* приведены профили распределения компонентов в контактной металлизации Au–Pd–Ti–Pd– $n$ -AlN, сформированной на подогретой до 350°C под-



**Рис. 2.** Профили распределения компонентов контактной металлизации Au–Pd–Ti–Pd–*n*-AlN: *a* — исходный, *b* — после БТО при 900°C, 30 с.

ложке. Видно, что граница раздела металл–AlN существенно размывта и представляет область перемешивания компонентов AlN, Pd и Ti с долей кислорода до 10 ат.% в слоях Ti и Pd. Скол контактной структуры Au–Pd–Ti–Pd–*n*-AlN подтвердил структурную неоднородность границы раздела металл–AlN.

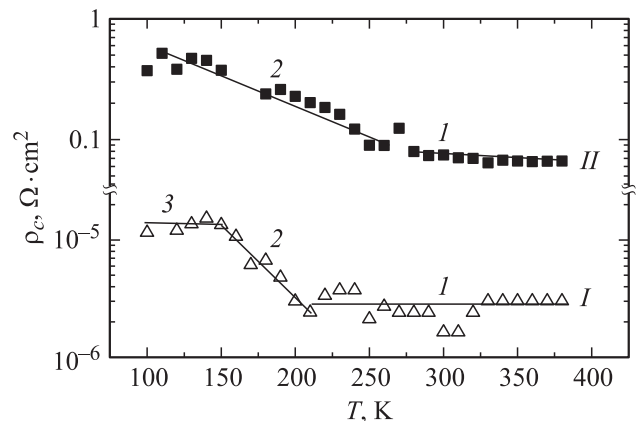
Сформированный при напылении металлов на подложку до 350°C подложку контакт Au–Pd–Ti–Pd–*n*-AlN представлял собой высокоомный неомический контакт. Омические свойства в нем реализовывались только после высокотемпературного отжига при  $T = 900^\circ\text{C}$  в течение 30 с. Удельное контактное сопротивление такого контакта, измеренное при комнатной температуре на радиальной TLM тестовой структуре, оказалось равным  $0.05 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . Такого же порядка  $\rho_c$  при  $T = 300 \text{ K}$  наблюдалось в сплавном омическом контакте In–*n*-GaN с  $n \approx 10^{18}$  и  $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в работе [17]. Отметим также, что после БТО при 900°C в течение 30 с в металлизации контактных структур на *n*-AlN и на *n*-GaN произошли фазовые превращения компонентов (рис. 1, *c* и 2, *b* соответственно), коррелирующие с данными рентгеновской дифрактометрии. Оказалось,

что в контактной металлизации к *n*-AlN БТО приводит к взаимодиффузии атомов в слоях металлизации и образованию твердого раствора  $\text{Au}_x(\text{Pd,Ti})_{1-x}$ . В контактах к *n*-GaN наблюдалась также взаимная диффузия атомов металлизации, образование фазы  $\text{Pd}_3\text{Ti}$  и двух нестехиометрических фаз (твердых растворов) на основе золота с меньшим и большим параметром решеток, чем у чистого Au, предположительно —  $\text{Au}_x\text{Ga}(\text{Pd,Ti})_{1-x}$  и  $\text{Au}_x\text{Pd}(\text{Ga,Ti})_{1-x}$ . Эти результаты находятся в хорошем соответствии с литературными данными по фазообразованию в многокомпонентных слоях металлизации к приборным структурам на основе GaN и гетероперехода AlGaN/GaN [5,21,22].

### 3. Результаты эксперимента и обсуждение

На рис. 3 приведены температурные зависимости  $\rho_c$  для отожженных омических контактов (кривая I для Au–Pd–Ti–Pd–*n*-GaN контакта, кривая II для Au–Pd–Ti–Pd–*n*-AlN). Сравнение хода зависимостей  $\rho_c(T)$  для омических контактов к *n*-AlN и *n*-GaN показывает, что в обоих случаях в низкотемпературной области измерений наблюдаются спадающие зависимости  $\rho_c(T)$  с ростом температуры от 150 до 200 K для контактов к *n*-GaN и до 250 K — для *n*-AlN. С дальнейшим увеличением температуры до 375 K  $\rho_c$  изменяется весьма слабо. Существенным отличием этих зависимостей является величина  $\rho_c$  для омического контакта к *n*-AlN, превышающая на 3 порядка при комнатной температуре значение  $\rho_c$  для *n*-GaN, что связано с более низким, чем в *n*-GaN, уровнем легирования *n*-AlN. Кроме того, как видно из рис. 3 (кривая I), в области низких температур 100–150 K  $\rho_c(T)$  практически не зависит от температуры.

Для объяснения подобных эффектов в [14,16] была предложена новая концепция токопереноса, справедливая в случае высокой плотности дислокаций в полу-



**Рис. 3.** Температурные зависимости  $\rho_c(T)$  омических контактов Au–Pd–Ti–Pd–*n*-GaN и Au–Pd–Ti–Pd–*n*-AlN после БТО при 900°C, 30 с (кривые I и II соответственно).

проводнике. В ней учитывалось протекание тока через металлические шунты с его ограничением диффузионным подводом электронов. Токами, текущими между дислокациями, пренебрегалось. В зависимости от преобладающего механизма рассеяния электронов возможен как рост  $\rho_c$ , так и спад с увеличением температуры измерений. Однако наблюдаемые на рис. 3 зависимости  $\rho_c(T)$  не укладываются в рамки как известных моделей токопереноса в омических контактах [7], так и концепции [14,16].

Обсуждение полученных результатов начнем с кривой I, на которой изображена температурная зависимость контактного сопротивления для омических контактов к  $n$ -GaN, полученных на подложке  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Как видно из рис. 3, на этой зависимости имеются три участка: 1 — очень слабой зависимости  $\rho_c(T)$  в температурном диапазоне 200–380 К; 2 — экспоненциальной зависимости с энергией активации порядка 0.1 эВ в диапазоне температур 150–200 К и 3 — участок независимости  $\rho_c(T)$  при  $T < 150$  К. Отметим, что участок 1 в принципе может описываться механизмом протекания электронного тока через металлические шунты, сопряженные с дислокациями, с учетом диффузионного ограничения подвода электронов к контакту [14,16]. Возрастание  $\rho_c(T)$  при понижении температуры на участке 2, как следует из рис. 3, является чисто экспоненциальным. Оно не может быть объяснено степенным спадом подвижности электронов из-за рассеяния на дислокациях, а также низкотемпературным „вымораживанием“ электронов, поскольку в данном случае мелким донором является кремний с энергией ионизации, не превышающей 20 мэВ, что должно приводить к росту  $\rho_c(T)$  только при температурах ниже 50 К. Поэтому при объяснении участка 2 можно только предположить, что он связан с эффектами разупорядоченности в проводимости металлических шунтов при низких температурах, приводящих к изменению металлического характера проводимости на полупроводниковый, с соответствующей энергией активации. Это вполне может иметь место, если учесть, что диаметр металлических шунтов близок к атомным размерам, и в принципе единственный дефект может при низких температурах привести к активационному характеру проводимости [23].

Поскольку токи, протекающие через дислокации, сопряженные с металлическими шунтами, а также токи, текущие между дислокациями, соответствуют параллельному соединению сопротивлений, насыщение зависимости  $\rho_c(T)$  на участке 3 при  $T < 150$  К следует связать с током, протекающим между дислокациями в случае сильного легирования приконтактной области и соответственно сильного вырождения. В этом случае, как показано в работах [14,16], контактное сопротивление определяется механизмом термоэлектронной эмиссии и практически не зависит от температуры. В принципе появление участка 3 может быть связано как с предварительным сильным легированием приконтактной области мелкой донорной примесью, так и с

легированием в процессе получения контакта в результате БТО, если в состав контактообразующего слоя входит материал, являющийся мелким донором в  $\text{A}^3\text{N}$ , или в приконтактной области возникает обогащенный вакансиями азота, являющимися мелкими донорами в  $\text{A}^3\text{N}$  [8], тонкий слой  $n^+$ -типа.

Сравнительно большое значение  $\rho_c$  на участке 3 (порядка  $10^{-5}$  Ом·см<sup>2</sup>) можно объяснить неоднородностью по потенциалу в плоскости границы раздела в рамках теории Шкловского, Эфроса [24].

Зависимости  $\rho_c(T)$  омического контакта к  $n$ -AlN (кривая II на рис. 3) объясняются так же, как и для контакта к  $n$ -GaN.

Полученные результаты позволяют сделать выводы о специфике физических механизмов, ответственных за протекание тока в омических контактах к широкозонным полупроводникам  $n$ -GaN и  $n$ -AlN с высокой плотностью структурных дефектов.

#### 4. Заключение

На основе исследования температурной зависимости  $\rho_c(T)$  омических контактов Au–Pd–Ti–Pd– $n$ -GaN( $n$ -AlN) обнаружено, что в области температур 380–200 К  $\rho_c(T)$  определяется проводимостью по металлическим шунтам, сопряженным с дислокациями, ограниченной диффузионным подводом. В интервале температур 250–100 К для омических контактов к  $n$ -AlN и 200–150 К — для  $n$ -GaN наблюдается экспоненциальный рост  $\rho_c$  с уменьшением температуры, не описываемый термоэлектронной или полевой эмиссиями. В области температур 150–100 К  $\rho_c$  для омического контакта к  $n$ -GaN не зависит от температуры. Это обусловлено термоэлектронным механизмом токопереноса для случая сильного вырождения за счет протекания тока между дислокациями.

Предполагается, что экспоненциальную зависимость  $\rho_c(T)$  в области низких температур можно объяснить с помощью учета эффектов разупорядоченности в проводимости металлических шунтов атомных размеров, обуславливающих в соответствии с [24] изменение металлической проводимости на полупроводниковую.

Работа украинских соавторов статьи выполнена при поддержке Государственной целевой научно-технической программы Украины „Нанотехнологии и наноматериалы“ на 2010–2014 гг.

#### Список литературы

- [1] Н. Morkoc. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices* (Wiley-VCH, Verlag GmbH&Co KGaA, Weinheim, 2008).
- [2] F.E. Shubert. *Light-emitting diodes* (Cambridge University Press, 2006).
- [3] Ю.Г. Шретер, Ю.Т. Ребане, В.А. Зыков, В.Г. Сидоров. *Широкозонные полупроводники* (СПб., Наука, 2001).

- [4] R. Quay. *Gallium Nitride Electronics* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2008).
- [5] А.Г. Васильев, Ю.В. Колковский, Ю.А. Концевой. *СВЧ транзисторы на широкозонных полупроводниках* (М., Техносфера, 2011).
- [6] *Technology of Gallium Nitride Crystal Growth*, ed. by D. Ehretraut, E. Meissner, M. Bockowski (Springer Verlag, Berlin, 2010).
- [7] S.M. Sze, K.Ng. Kwok. *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed. (John Wiley and Sons, 2007).
- [8] *Properties of Advanced Semiconductor Materials*, ed. by M.Levinshtein, S.Rumyantsev, M.Shur (N.Y., John Wiley and Sons, 2001).
- [9] В.А. Солтамов, И.В. Ильин, А.А. Солтамова, Ю.Н. Макаров, Е.Н. Мохов, П.Г. Баранов. *Тез. докл. 8-й Всерос. конф. Нитриды галлия, индия и алюминия — структуры и приборы* (СПб., Россия, 2011), с. 233.
- [10] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. *ФТП*, **41** (11), 1281 (2007).
- [11] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, Е.А. Поссе. *ФТП*, **40** (10), 1204 (2006).
- [12] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, Е.А. Поссе. *ФТП*, **43** (9), 1204 (2009).
- [13] Chin-Yuan Hsu, Wen-How Lan, Yew Chung Sermon Wu. *Jap. J. Appl. Phys.*, **44** (10), 7424 (2005).
- [14] А.В. Саченко, А.Е. Беляев, А.В. Бобыль, Н.С. Болговец, В.Н. Иванов, Л.М. Капитанчук, Р.В. Конакова, Я.Я. Кудрик, В.В. Миленин, С.В. Новицкий, И.С. Тарасов, В.Н. Шеремет, М.Я. Яговкина. *ФТП*, **46** (3), 348 (2012).
- [15] A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, Yu.V. Zhilyaev, V.P. Kladko, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, V.N. Pantelev, V.N. Sheremet. *Abstract book 4th Int. Symp. Growth of III-Nitrides* (St. Petersburg, Russia, 2012), p. 278.
- [16] A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, S.V. Novitskii, V.N. Sheremet, J. Li, S.A. Vitusevich. *J. Appl. Phys.*, **111** (8), 083 701 (2012).
- [17] В.Н. Бессолов, Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е.А. Поссе. *ФТП*, **42** (11), 1345 (2008).
- [18] В.Н. Бессолов, Ю.В. Жилияев, Е.В. Коненкова, В.Н. Пantelev, С.Н. Родин, Ш. Шарофидинов, М.П. Щеглов, С.А. Кукушкин. *Тез. докл. 8-й Всерос. конф. Нитриды галлия, индия и алюминия — структуры и приборы* (СПб., Россия, 2011) с. 200.
- [19] Ю.В. Жилияев, С.Н. Родин. *Письма в ЖТФ*, **36** (9), 11 (2010).
- [20] D.K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization* (Wiley, New Jersey, 2006).
- [21] S. Noor Mohmmad. *J. Appl. Phys.*, **95** (12), 7970 (2004).
- [22] A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, V.N. Ivanov, L.M. Kapitanchuk, V.P. Kladko, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, A.V. Kuchuk, O.S. Lytvyn, V.V. Milenin, V.N. Sheremet, Yu.N. Sveshnikov. *SPQEO*, **10** (4), 1 (2007).
- [23] Y. Imry. *Introduction to mesoscopic physics* (Oxford, University Press, 2002).
- [24] Б.И. Шкловский, А.Л. Ефрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

Редактор Т.А. Полянская

## Resistance formation mechanisms for contacts to $A^{III}N$ heterostructures with high dislocation density

A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets\*, Yu.V. Zhilyaev<sup>+</sup>, L.M. Kapitanchuk<sup>•</sup>, V.P. Klad'ko, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, A.V. Naumov, V.N. Pantelev<sup>+</sup>, V.N. Sheremet

Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kyiv, Ukraine

\* State Enterprise Research Institute „Orion“, 03057 Kyiv, Ukraine

<sup>+</sup> Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

<sup>•</sup> Paton Institute of Electric Welding, National Academy of Sciences of Ukraine, 03068 Kyiv, Ukraine

**Abstract** We studied temperature dependences of resistivity,  $\rho_c(T)$ , of Pd–Ti–Pd–Au ohmic contacts to wide-gap semiconductors  $n$ -GaN and  $n$ -AlN with high dislocation density. Both  $\rho_c(T)$  curves have portions of exponential decrease, as well as those with very slight  $\rho_c(T)$  dependence at higher temperatures. Besides, the Au–Pd–Ti–Pd– $n$ -GaN contacts have a portion of  $\rho_c(T)$  flattening out in the low-temperature region. This portion appears only after rapid thermal annealing (RTA). In principle, its appearance may be due to previous heavy doping of the near-contact region with a shallow donor impurity as well as doping in the course of contact formation as a result of RTA if the contact-forming layer involves a material whose atoms serve as shallow donors in the III–N compounds. The obtained  $\rho_c(T)$  dependences cannot be explained by the existing mechanisms of current flow. We propose other mechanisms explaining the experimental  $\rho_c(T)$  curves for ohmic contacts to  $n$ -GaN and  $n$ -AlN.