

Механизм протекания тока в сплавном омическом контакте In—GaN

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

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 1 февраля 2006 г. Принята к печати 17 февраля 2006 г.)

Представлено экспериментальное исследование сопротивления сплавного омического контакта In—GaN. Показано, что в интервале температур 180–320 К сопротивление контакта, приведенное к единице площади, возрастает с ростом температуры, что характерно для металлического типа проводимости и не соответствует механизму протекания тока согласно термоэлектронной, полевой или термополевой эмиссии. Предполагается, что омический контакт In—GaN образуется за счет появления проводящих шунтов в результате осаждения атомов индия на дислокациях. Определенное из зависимости сопротивления контакта от температуры количество шунтов на 1 см^2 площади контактов (10^7 – 10^8) близко к измеренной плотности дислокаций в исходном материале (10^8 см^{-2}).

PACS: 73.40.Cg, 73.40.Ns

1. Анализ литературных данных

В настоящее время разработан ряд теорий для механизма протекания тока в омическом контакте металл—полупроводник [1–4] в зависимости от концентрации носителей заряда в полупроводнике и температуры.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, приведенное к единице площади сопротивление омического контакта R_c уменьшается с ростом температуры T и увеличивается с ростом высоты барьера металл—полупроводник ϕ_B экспоненциально:

$$R_c \propto \exp \frac{q\phi_B}{kT}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, q — заряд электрона. Теория термоэлектронной эмиссии выполняется при высоких температурах, когда $kT \gg qE_{00}$, где E_{00} — параметр Падовани—Страттона,

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N}{\epsilon_s m^*}}. \quad (2)$$

Здесь N — концентрация нескомпенсированной примеси в полупроводнике, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, m^* — эффективная масса электрона в полупроводнике.

Согласно теории полевой эмиссии ($kT \ll qE_{00}$), R_c практически не зависит от T , но увеличивается с ростом ϕ_B и уменьшается с ростом концентрации нескомпенсированных примесей в полупроводнике N :

$$R_c \propto \exp \frac{\phi_B}{E_{00}}. \quad (3)$$

Согласно теории термополевой эмиссии ($kT \approx qE_{00}$), R_c должно возрастать с ростом ϕ_B и слабо уменьшаться с ростом T :

$$R_c \propto \exp \frac{\phi_B}{E_{00} \operatorname{cth}(qE_{00}/kT)}. \quad (4)$$

Эти теории были подтверждены экспериментально для омических контактов к полупроводникам, которые имеют высокую плотность поверхностных состояний и закрепленный на поверхности полупроводника уровень Ферми: теория термоэлектронной эмиссии — для контактов на основе p -GaAs ($p = 5 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [5], p -InP [6], p -InGaAs ($p = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [7], а теория полевой эмиссии — для контактов на основе p -GaAs ($p = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) [8], n -ZnO ($n = 1 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) [9].

В последние годы в связи с развитием ультрафиолетовой электроники большое внимание уделяется полупроводниковым нитридам — GaN, AlN и твердым растворам на их основе. В отличие от арсенидов и фосфидов эти соединения имеют невысокую плотность поверхностных состояний, и уровень Ферми на поверхности полупроводника может менять свое положение в широких пределах в зависимости от работы выхода электронов из контактирующего металла [10,11]. При непосредственном контакте этих полупроводников n -типа проводимости с металлами должен образовываться омический контакт в случае, если работа выхода электронов из металла Φ_m меньше, чем сродство к электрону полупроводника χ_s ($\chi_s = 4.1 \text{ эВ}$ для GaN и 0.6 эВ для AlN [12]). Поэтому для создания омического контакта к n -GaN выбираются металлы, которые в процессе термообработки образуют соединения с низкой работой выхода. Например, в работе [4] омические контакты к n -GaN ($n = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) создавались сплавлением Si/Ti, так как при прогреве Si/Ti образуется силицид титана с работой выхода электронов, меньшей сродства к электрону для GaN ($\Phi_m \approx 3.7 \text{ эВ}$ для Ti_5Si_3).

Низкое сопротивление контакта (до 10^{-6} – $10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$) при высоких концентрациях носителей в полупроводнике [13–15] обычно связывают с образованием вакансий азота за счет взаимодействия GaN с материалом контакта, например Ti. Такие вакансии образуют нарушенный слой под контактом, играющий роль сильно легированного слоя. Создание

[¶] E-mail: tblank@mail.ioffe.ru

Таблица 1. Литературные данные по механизму протекания тока в омических контактах к GaN

Контакт	Концентрация $n, p, \text{см}^{-3}$	Зависимость R_c от температуры	Зависимость R_c от концентрации	Механизм протекания тока	
Ti/Ag– <i>n</i> -GaN	$(1.5–1.7) \cdot 10^{18}$	Возрастает	Уменьшается $\propto 1/\sqrt{n}$	Туннелирование	[16]
Ti/Ag/Ni/Au– <i>n</i> -GaN	$(4–30) \cdot 10^{17}$		Уменьшается $\propto 1/\sqrt{n}$	Туннелирование	[17]
Ti/Au/Pd/Au– <i>n</i> -GaN	$6 \cdot 10^{17}–10^{20}$		Уменьшается	Туннелирование	[18]
Pt– <i>n</i> -GaN	$2 \cdot 10^{17}$		$\propto \exp(T^{-1/4})$	Термоэлектронная эмиссия при $T \geq 200 \text{ К}$; туннелирование при $T \leq 200 \text{ К}$	[19]
Si/Ti– <i>n</i> -GaN		Уменьшается $\propto \exp(1/T)$		Термоэлектронная эмиссия	[4]
<i>n</i> -GaN (теория)			Уменьшается сверхлинейно; уменьшается сублинейно	Туннелирование	[20]
Pt– <i>n</i> -GaN	$(1.8–10) \cdot 10^{17}$	Уменьшается $\propto \exp(1/T)$		Термоэлектронная эмиссия	[21]
Pd/Pt/Au– <i>p</i> -GaN	$(2–22) \cdot 10^{17}$	Уменьшается $\propto \exp(T^{-1/4})$		Прыжковая проводимость	[22]

омических контактов к *n*-AlN представляет большие трудности по причине низкого сродства к электрону полупроводника.

В табл. 1 приведены литературные данные по механизму протекания тока в омическом контакте к GaN [4,16–22]. В случае сильно легированного GaN сопротивление омического контакта R_c с ростом концентрации основных носителей заряда уменьшалось, что дало основание считать главным механизмом протекания тока полевую эмиссию (туннелирование) [16–18,20]; в случае GaN со средним уровнем легирования величина сопротивления контакта R_c уменьшалась с ростом температуры T , что дало основание считать основным механизмом протекания тока термоэлектронную эмиссию [4,19,21]. В работе [22] величина сопротивления контакта R_c уменьшалась с ростом температуры T , но зависимость $R_c(T)$ была слабой, и авторы предположили, что основным механизмом протекания тока является прыжковая проводимость с участием глубоких центров.

Итак, сопротивление известных омических контактов либо убывало с ростом температуры, либо не изменялось. Лишь в работе [18] наблюдалось возрастание сопротивления с ростом температуры в интервале 50–300°C, причем авторы предполагали, что в приповерхностном слое GaN при увеличении температуры образуются нарушения, которые могли бы привести к росту высоты барьера металл–полупроводник.

Ометим, что все эти исследования были выполнены на контактах с тонкопленочными металлами, в которых даже при высоких температурах отжига полупроводник (GaN) существенно не растворяется.

В нашей работе [23] было сделано предположение, что сплавной омический In-контакт к GaP может создаваться за счет появления металлических шунтов, про-

низывающих слой объемного заряда. В данной работе мы изучали механизм протекания тока в омическом контакте, полученном вплавлением In в *n*-GaN с низкой концентрацией электронов в исходном материале. При создании этого контакта происходит растворение слоя GaN толщиной $\sim 1 \text{ мкм}$ в контактирующем металле (In).

Работа выхода электронов из In ($\Phi_m \approx 4 \text{ эВ}$) практически равна сродству к электрону для GaN, и непосредственное контактирование In с очищенной поверхностью GaN не создает омического контакта; он возникает только после отжига системы In–GaN.

2. Методика эксперимента

Исходным материалом был монокристаллический GaN, выращенный методом вакуумного осаждения из металлоорганических соединений (MOCVD) на подложках из сапфира толщиной 0.4 мм. Слои GaN имели толщину 4 мкм и ориентацию в направлении оси [0001]. Концентрация электронов в слое GaN была $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\sim 500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 300 К.

Плотность дислокаций P_d в кристаллах GaN, определенная методом химического травления, составила 10^8 см^{-2} . Отметим, что плотность дислокаций в промышленных кристаллах составляет $10^8–10^{10} \text{ см}^{-2}$; в частности, в работе [24] величина P_d в GaN, определенная методом химического травления GaN в H_3PO_4 и расплаве KOH, была 10^9 см^{-2} .

В пластины GaN впалялся ряд In-контактов в потоке очищенного водорода при 600°C. Площадь контактов равнялась $\sim 10^{-4} \text{ см}^2$; общая длина пластины составила 2 см.

После впавления и охлаждения до комнатной температуры измерялись вольт-амперные характеристики

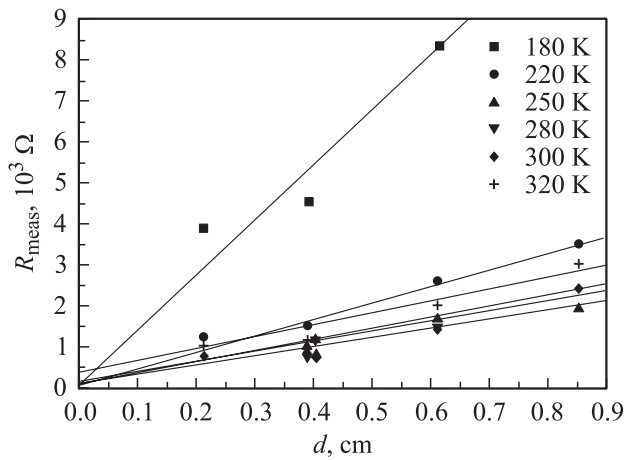


Рис. 1. Зависимость измеренного сопротивления R_{meas} структур In–GaN–In с двумя омическими контактами от расстояния между контактами d при различных температурах.

в интервале температур 77–420 К между первым и всеми остальными контактами. Точность поддержания температуры в термостате 1 К.

Все полученные структуры имели линейную вольт-амперную характеристику. Для разделения сопротивлений омического контакта R_c и сопротивления толщи полупроводника R_{bulk} определялась зависимость измеренного сопротивления R_{meas} от расстояния между контактами d (рис. 1). В связи с тем что глубина впавления In близка к толщине слоя GaN, а подложка практически диэлектрическая, сопротивление растекания и неоднородности протекания тока по толщине пластины не должны вносить большой ошибки в определение сопротивления контакта. Таким образом,

$$R_{\text{meas}} = 2R_c + R_{\text{bulk}} = 2R_c + \frac{\rho d}{S} = 2R_c + \frac{d}{qn\mu_n S}, \quad (5)$$

где ρ — удельное сопротивление толщи полупроводника, S — площадь контакта, μ_n — подвижность. В случае омических контактов зависимость R_{meas} от d должна быть линейной. Отсечка этой прямой на оси ординат должна соответствовать удвоенному сопротивлению контакта, а наклон этой зависимости должен соответствовать удельному сопротивлению толщи полупроводника $\rho = 1/qn\mu_n$.

3. Механизм протекания тока в сплавном омическом контакте In–GaN

Для всех пластин с омическим контактом измерялось сопротивление R_{meas} . Результаты сводятся к следующему:

— при низких температурах, $T = 77$ –180 К, измеряемое сопротивление R_{meas} резко уменьшалось с ростом

температуры; при этом величина удельного сопротивления толщи полупроводника ρ тоже резко падала, что, по-видимому, связано с вымораживанием примесей;

— при температурах $T = 180$ –320 К R_{meas} слабо уменьшалось с ростом температуры, величина ρ также слабо уменьшалась;

— при температурах $T = 320$ –400 К R_{meas} резко возрастало с ростом температуры.

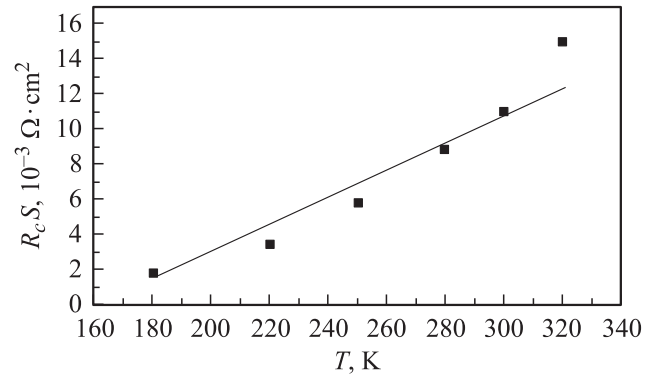


Рис. 2. Зависимость приведенного к единице площади сопротивления омического контакта In–GaN от температуры T в интервале 180–320 К.

Сопротивление контакта, приведенное к единице площади, $R_c S$, в интервале температур 180–400 К возрастало (рис. 2, табл. 2), что противоречит основным теориям протекания тока в омическом контакте — термоэлектронной, термополевой и полевой эмиссии, согласно которым величина $R_c S$ должна либо уменьшаться с ростом температуры, либо оставаться постоянной. Возрастание сопротивления с ростом температуры характерно для металлов, и поэтому мы сделали предположение, что, как и в случае сплавного контакта In к GaP, образование омического контакта связано с металлическими шунтами, представляющими собой атомы индия, осажденные на несовершенствах, например, по линиям дислокаций, проходящим сквозь слой объемного заряда. При этом омический контакт между краями

Таблица 2. Параметры омических контактов

T, K	$R_c S, 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$	$\rho, \text{ Ом} \cdot \text{см}$	$\rho_{\text{In}}, 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$	$R_{\text{shunt}}, 10^5 \text{ Ом}$	$K, 10^7$ шунтов
180	1.8	1.35	4.7	1.2	7
220	3.4	0.4	6.4	1.7	5
250	5.8	0.225	5.8	2.1	4
280	8.8	0.247	8.8	2.3	3
300	11	0.27	11	2.6	2.5
320	19	0.3	19	3	2

Примечание. $R_c S$ — приведенное к единице площади сопротивление омического контакта In–n-GaN, ρ — удельное сопротивление толщи GaN, ρ_{In} — удельное сопротивление In, R_{shunt} — рассчитанное сопротивление омического контакта в предположении K шунтов на единицу площади.

шунтов и толщей полупроводника может создаваться за счет концентрации электрического поля в точках контакта.

С ростом температуры от 180 до 320 К удельное сопротивление толщи ρ вначале уменьшается, достигает минимума при ~ 250 К, а затем медленно возрастает. По-видимому, это связано с изменением подвижности электронов в исходном материале: согласно [25], подвижность электронов в n -GaN ($n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$) возрастает с ростом температуры, достигает максимума при $T \approx 200$ К, а затем убывает.

В этом же интервале температур (180–320 К) сопротивление контакта R_c возросло почти на порядок. Предполагая, что контакт образуется за счет образования металлических шунтов, оценим количество шунтов N на единицу площади. Предположим, что радиус такого шунта близок к атомному радиусу In (0.16 нм), тогда его площадь поперечного сечения составляет $\sim 8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Длину шунта примем порядка ширины слоя объемного заряда W . Для определения величины W необходимо знать высоту барьера Шоттки ϕ_B между In и n -GaN. В литературе таких данных нет, но была определена высота барьера Шоттки для Ti– n -GaN: величина $q\phi_B$ составила 0.59 эВ [26]. Поскольку работа выхода электронов из Ti (3.83–4.33 эВ) близка к работе выхода электронов из In (3.97 эВ), определим ширину слоя объемного заряда W для $q\phi_B = 0.6$ эВ. При нулевом смещении $W = \sqrt{(2\epsilon_s \epsilon_0 / q N_d)(V_d - kT/q)} \approx 10^{-5} \text{ см}$ (здесь $\epsilon_s = 9.7$ — диэлектрическая проницаемость GaN, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ — диэлектрическая проницаемость вакуума, $N_d = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ — концентрация некомпенсированных доноров, $V_d \approx 0.5 \text{ В}$ — диффузионный потенциал).

Результаты расчета приведены в табл. 2. Из табл. 2 видно, что при изменении температуры количество шунтов изменяется не сильно. Расчетное приведенное сопротивление контакта совпадает с экспериментально наблюдаемым, если предположить, что на 1 см^2 площади контакта имеется 10^7 – 10^8 металлических шунтов. Эта величина близка к плотности дислокаций в исследованных кристаллах GaN ($\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$). Таким образом, можно предположить, что впаивной омический контакт In–GaN создается за счет образования металлических шунтов, представляющих собой атомы индия, осажденные на дислокациях полупроводника.

В литературе такой механизм протекания тока в омических контактах к нитриду галлия не рассматривался, хотя наличие шунтов предполагалось при исследовании механизма протекания обратного тока в диодах Шоттки Ni– n -GaN [27,28]. Индиевые шунты в p - n -структурах на GaN наблюдались непосредственно: в работе [29] отмечалось, что во время термического ожига GaN-светодиодов с контактом из окиси индия–олова индий диффундирует по дислокациям.

4. Омический контакт к высокоомному AlN

Для подтверждения нашего предположения об образовании омического контакта мы изготовили сплавной омический In-контакт с полуизолирующим n -AlN. Средство к электрону полупроводника n -AlN очень мало (0.6 эВ [12]), уровень Ферми на его поверхности практически не закреплен. Поэтому изготовление омического контакта к n -AlN, особенно высокоомному, представляет существенные трудности. Непосредственное нанесение металлических пленок на поверхность AlN создает высокоомный барьер Шоттки.

Использованный AlN создавался методом химического осаждения из металлоорганических соединений на подложку из сапфира и имел удельное сопротивление $\sim 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Омические контакты создавались вплавлением In при 650°C в среде водорода. Вольт-амперная характеристика такого сплавного контакта In–AlN была линейной, хотя контакт был высокоомным с сопротивлением порядка сопротивления толщи полупроводника.

5. Заключение

На основании исследования температурной зависимости сопротивления сплавного омического контакта In– n -GaN было обнаружено, что в интервале температур 180–320 К сопротивление контакта, приведенное к единице площади, возрастает с ростом температуры, что характерно для металлической проводимости. Эта зависимость не соответствует теориям термоэлектронной и полевой эмиссии.

Предполагается, что омический контакт In– n -GaN образуется за счет появления проводящих шунтов в результате осаждения атомов индия на дислокациях. Определенное из зависимости сопротивления контакта от температуры количество шунтов на 1 см^2 площади контактов (10^7 – 10^8) близко к измеренной плотности дислокаций в исходном GaN (10^8 см^{-2}).

Список литературы

- [1] E.H. Rhoderick. *Metal–Semiconductor Contacts* (Oxford, 1978).
- [2] A.Y.C. Yu. Sol. St. Electron., **13**, 239 (1970).
- [3] F. Ren, C.B. Vartuli, S.J. Pearton, C.R. Abernathy, S.M. Donovan, J.D. MacKenzie, R.J. Shul, J.C. Zolper, M.L. Lovejoy, A.G. Baca, M. Hagerott-Crawford, K.A. Jones. J. Vac. Sci. Technol. A, **15** (3), 802 (1997).
- [4] Dae-Woo Kim, Hong Koo Baik. Appl. Phys. Lett., **77** (7), 1011 (2000).
- [5] A. Katz, S. Nakahara, W. Savin, B.E. Weir. J. Appl. Phys., **68** (8), 4133 (1990).
- [6] T. Clausen, O. Leistiko. Appl. Phys. Lett., **62** (10), 1108 (1993).

- [7] S.N.G. Chu, A. Katz, T. Boone, P.M. Thomas, V.G. Riggs, W.C. Dautremont-Smith, W.D. Johnston. *J. Appl. Phys.*, **67** (8), 3754 (1990).
- [8] H. Shimawaki, N. Furuhashi, K. Honjo. *J. Appl. Phys.*, **69** (11), 7939 (1991).
- [9] K. Ip, Y.W. Heo, K.H. Baik, D.P. Norton, S.J. Pearton, F. Ren. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (4), 544 (2004).
- [10] L.L. Smith, R.F. Davis, M.J. Kim, R.W. Carpenter, Y. Huang. *J. Mater. Res.*, **11** (9), 2257 (1996).
- [11] L.F. Lester, J.M. Brown, J.C. Ramer, L. Zhang, S.D. Hersee, J.C. Zolper. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (18), 2737 (1996).
- [12] *Properties of Advanced Semiconductor Materials*, ed. by M. Levinshstein, S. Rumyantsev, M. Shur (N.Y., John Wiley and Sons, 2001).
- [13] H. Morkoç, S. Strike, G.B. Gao, M.E. Lin, B. Sverdlov, M. Burns. *J. Appl. Phys.*, **76**, 1363 (1994).
- [14] M.E. Lin, Z. Ma, F.Y. Huang, Z.F. Fan, L.H. Allen, H. Morkoç. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1003 (1994).
- [15] S. Prakash, L.S. Tan, K.M. Ng, A. Raman, S.J. Chua, A.T.C. Woe, S.N. Lin. *Abstracts of Int. Conf. on SiC and Rel. Mater.* (Sheraton, 1999) p. 48.
- [16] J.D. Guo, C.I. Lin, M.S. Feng, F.M. Pan, G.C. Chi, T.C. Lee. *Appl. Phys. Lett.*, **68** (2), 235 (1996).
- [17] Z. Fan, S.N. Mohammad, W. Kim, Ö. Aktas, A.E. Botchkarev, H. Morkoç. *Appl. Phys. Lett.*, **68** (12), 1672 (1996).
- [18] Changzhi Lu, Hongnai Chen, Xiaoliang Lv, Xuesong Xie, S.N. Mohammad. *J. Appl. Phys.*, **91** (11), 9218 (2002).
- [19] K. Suzue, S.N. Mohammad, Z.F. Fan, W. Kim, Ö. Aktas, A.E. Botchkarev, H. Morkoç. *J. Appl. Phys.*, **80** (8), 4467 (1996).
- [20] S.N. Mohammad. *J. Appl. Phys.*, **95** (12), 7940 (2004).
- [21] J.-S. Jang, T.-Y. Seong. *Appl. Phys. Lett.*, **76** (19), 2743 (2000).
- [22] Joon Seop Kwak, Ok-Hyun Nam, Yongjo Park. *J. Appl. Phys.*, **95** (10), 5917 (2004).
- [23] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. *Письма ЖТФ*, **30** (19), 17 (2004).
- [24] P. Visconti, K.M. Jones, M.A. Reshchikov, R. Cingolani, H. Morkoç, R.J. Molnar. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (22), 3532 (2000).
- [25] W. Götz, N.M. Johnson, C. Chen, H. Liu, C. Kuo, W. Imler. *Appl. Phys. Lett.*, **68** (22), 3144 (1996).
- [26] J.D. Guo, M.S. Feng, R.J. Guo, F.M. Pan, C.Y. Chang. *Appl. Phys. Lett.*, **67** (3), 2657 (1995).
- [27] E.J. Miller, D.M. Schaadt, E.T. Yu, X.L. Sun, L.J. Brillson, P. Waltereit, J.S. Speck. *J. Appl. Phys.*, **94** (12), 7611 (2003).
- [28] E.J. Miller, E.T. Yu, P. Waltereit, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (4), 535 (2004).
- [29] Chin-Yuan Hsu, Wen-How Lan, Yew Chung Sermon Wu. *Jap. J. Appl. Phys.*, **44** (10), 7424 (2005).

Редактор Л.В. Шаронова

A current mechanism in alloyed In–GaN ohmic contacts

T.V. Blank, Yu.A. Goldberg, O.V. Konstantinov, V.G. Nikitin, E.A. Posse

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Experimental results on the temperature dependence of the specific contact resistance are presented for an In–GaN contacts in the 180–320 K temperature range. We have found that in the 180–320 K temperature range the higher the temperature, the higher the resistance; these conforms to a metallic conductance type and does not correspond to the thermionic emission or tunnelling or thermal–field emission current flow mechanism. We believe that ohmic contacts In–GaN are formed by conduction schunts appearing upon a deposition of In atoms on dislocations. The temperature dependence of the specific contact resistance was used to determine the number of schunts per 1 cm² of a contact area (10⁷–10⁸), which coincides with the measured dislocation density of the base material (10⁸ cm^{−2}).