

О механизме токопереноса, обусловленном дислокациями в нитридгаллиевых диодах Шоттки

© А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец*, В.Н. Иванов*, В.П. Кладько, Р.В. Конакова[†],
Я.Я. Кудрик, А.В. Кучук, В.В. Миленин, Ю.Н. Свешников[†], В.Н. Шеремет

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

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

[†] ЗАО „Элма-Малахит“,
124460 Москва, Россия

(Получена 12 сентября 2007 г. Принята к печати 15 ноября 2007 г.)

Исследован механизм токопереноса в диодах Шоттки $\text{Au-TiB}_x-n\text{-GaN}$, область пространственного заряда в которых значительно превышает длину волны де Бройля в GaN. Анализ температурных зависимостей вольт-амперных характеристик (ВАХ) прямосмещенных барьеров Шоттки показал, что в интервале температур 80–380 К токоперенос осуществляется туннелированием вдоль дислокаций, пересекающих область пространственного заряда. Оценка плотности дислокаций ρ из вольт-амперных характеристик в соответствии с моделью туннелирования по дислокационной линии дает величину $\rho \approx 1.7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, что близко по величине к плотности дислокаций, измеренной методом рентгеновской дифрактометрии.

PACS: 73.23.-b, 73.40.Sx, 73.40.Gk, 73.43.Jn

1. Введение

В последнее время значительно возрос интерес разработчиков микроволновых приборов к широкозонным полупроводниковым соединениям группы тринитридов. Интерес обусловлен реальной возможностью создания приборов для задач экстремальной электроники. Наиболее продвинутым в этой области является нитрид галлия, электрические характеристики которого максимально подходят для разработки термо- и радиационноустойчивых микроволновых диодов и транзисторов [1,2]. Сдерживающим фактором, однако, при всех достоинствах GaN является отсутствие собственного (нитридгаллиевого) подложечного материала с достаточной для массового производства площадью. Поэтому эпитаксия GaN на чужеродных подложках сопровождается значительной плотностью дислокаций в растущей пленке, преимущественно дислокаций несоответствия [3,4]. В ряде работ, выполненных на гетеропереходах $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ Евстроповым с соавт., было показано, что токопрохождение в них, несмотря на то, что гетеропара сформирована невырожденными полупроводниками, даже при комнатной температуре обусловлено преимущественно многошаговым туннелированием с участием дислокаций [5–8]. Для GaN подобные исследования практически не проводились.

Цель нашей работы — изучить в широком диапазоне температур (80–600 К) механизм токопереноса в прямосмещенном диоде Шоттки, изготовленном на основе гетероструктуры $n\text{-GaN}-i\text{-Al}_2\text{O}_3$ с высокой плотностью дислокаций в $n\text{-GaN}$.

2. Методика изготовления и исследования образцов

В работе исследовались диоды Шоттки $\text{Au-TiB}_x-n\text{-GaN}$. Эпитаксиальные слои $n\text{-GaN}$ толщиной $\sim 1 \text{ мкм}$ с концентрацией донорной примеси $\sim 1-3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ были выращены в ЗАО „Элма-Малахит“ (Россия). На монокристаллических подложках Al_2O_3 (0001) методом металлоорганической газовой эпитаксии вначале выращивался сильно легированный буферный слой $n^+-\text{GaN}$ толщиной 3 мкм, на котором затем выращивался n -слой GaN. Структурное совершенство слоев $n\text{-GaN}$ исследовалось методом рентгеновской дифрактометрии. Омические контакты изготавливались на основе металлизации $\text{Au-TiB}_x\text{-Al-Ti}-n^+-\text{GaN}$. Металлизация Au-Ti была сформирована на подложке полуизолирующего сапфира с целью монтажа диодной структуры в корпус. Чип диодной структуры показан на рис. 1, а. Многослойные контакты изготавливались магнетронным распылением металлов и квазиаморфного сплава TiB_x . Толщины слоев составляли для барьерного контакта Au (3000 нм)– TiB_x (100 нм); для омического контакта Au (2500 нм)– TiB_x (100 нм)– Al (500 нм)– Ti (50 нм), для металлизации сапфира Au (3000 нм)– Ti (50 нм). Распределение компонентов в контактной металлизации исследовалось методом электронной оже-спектроскопии. Физико-химические свойства контактных систем с диффузионным барьером TiB_x описаны нами в [9]. Диодные чипы диаметром 100 мкм были изготовлены в виде прямых меза-структур с использованием плазмохимического травления. Для изучения механизмов токопереноса диодные чипы монтировались в корпуса (рис. 1, б) и в интервале температур 80–600 К

[†] E-mail: konakova@isp.kiev.ua

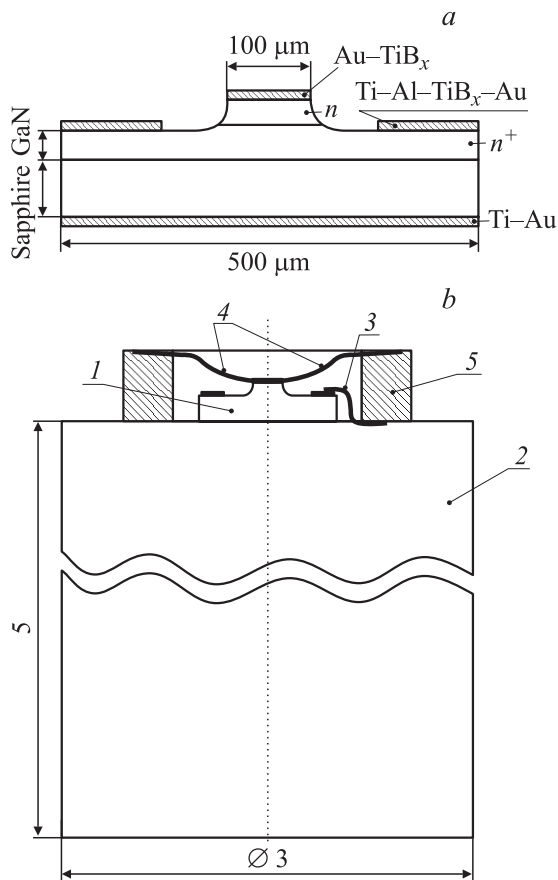


Рис. 1. Чип диодной структуры (а) и конструкция диода Шоттки в металлорубиновом корпусе (b). Чип (1) методом диффузионной сварки монтируется на медный позолоченный держатель (2). Омический контакт к n^+ -слою методом термокомпрессии соединяется с помощью вывода (3) с держателем, затем на держатель методом диффузионной сварки монтируется втулка с металлизированным торцом. Верхний электрод меза-структуры чипа соединяется с торцом рубиновой втулки (5) выводом (4).

измерялись прямые ветви вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов Шоттки. При температуре 300 К измерялись вольт-фарадные характеристики (ВФХ) диодов Шоттки. Из экспериментальных ВАХ и ВФХ рассчитывались основные параметры диодов Шоттки.

3. Результаты эксперимента

Методами высокоразрешающей дифрактометрии путем анализа карт распределения интенсивности вокруг узлов обратной решетки исследовано структурное совершенство (плотность дислокаций) образцов [4]. Примененные экспериментальные схемы позволяют получить два сечения узлов обратной решетки: перпендикулярно вектору дифракции (ω -сканирование) и параллельно вектору дифракции ($\omega/2\theta$ -сканирование). Сетки дислокаций, локализованные на гетерогранице, вызывают появление ненулевых компонент средней дисторсии

U_{xx} (обязательно) и U_{xz} (возможно) и уширение дифракционной картины по нормали к вектору обратной решетки, независимо от направления последнего.

Наклонные прорастающие дислокации приводят к уширению рентгеновского рефлекса как в поперечном, так и продольном по отношению к \mathbf{H} направлению, причем первое из них заметно больше. Дефекты типа выделений ведут к появлению размазанного вокруг узла обратной решетки диффузного рассеяния при сохранении (в той или иной степени) узконаправленного вдоль нормали к поверхности когерентного рассеяния.

Двумерные карты дифракции для структур, полученные в трехосной конфигурации эксперимента, приведены на рис. 2. На этом рисунке представлено распределение интенсивности около узлов обратной решетки симметричного (0004) (рис. 2, а) и асимметричного ($-1-124$) (рис. 2, b). В обоих случаях распределения интенсивности, как следует из рисунка, вытянутые в направлении, перпендикулярном к вектору \mathbf{H} .

Такое поведение в распределении интенсивности характерно для нерелаксированного образца с дислокациями несоответствия. Очевидно, что влияние дислокационных сеток на брэгговскую дифракцию сводится к уширению дифракционной картины в направлении, перпендикулярном вектору дифракции. Степень этого уширения (мозаичности) определялась путем измерения ω -сканов, которые фиксируют изменение интенсивности в этом направлении.

Характерной особенностью дифракционной картины от эпитаксиальных структур с дислокационными сетками является отсутствие какой-либо заметной интенсивности вдоль оси $q_{\mathbf{H}}$, где должно быть локализовано когерентное рассеяние от совершенных областей кристалла. Сетки дислокаций в данных структурах расположены на гетерогранице. Следовательно, упругие поля дислокационной сетки, являющиеся причиной уширенного дифракционного отражения, не локализованы вблизи нее, а простираются достаточно далеко вплоть до поверхности пленки.

Измерения проводились на дифрактометре „PANalytical X’Pert MRD“ для симметричного отражения 0004 и асимметричных 10–12 и $-1-124$.

В соответствии с дислокационной моделью туннельного тока в барьерных структурах, изготовленных на основе невырожденных полупроводников ($p-n$ -переходы, диоды Шоттки, $p-n$ -гетеропереходы), их ВАХ могут быть представлены уравнением вида [8]

$$I = I_0(\exp qV/\eta - 1), \quad (1)$$

где

$$I_0 = q\rho v_D \exp(-qV_K/\eta) \quad (2)$$

— плотность тока насыщения, q — заряда электрона; $qV_K = \varphi_B - \mu_n$ — диффузионный потенциал для барьеров Шоттки; φ_B — высота барьера Шоттки;

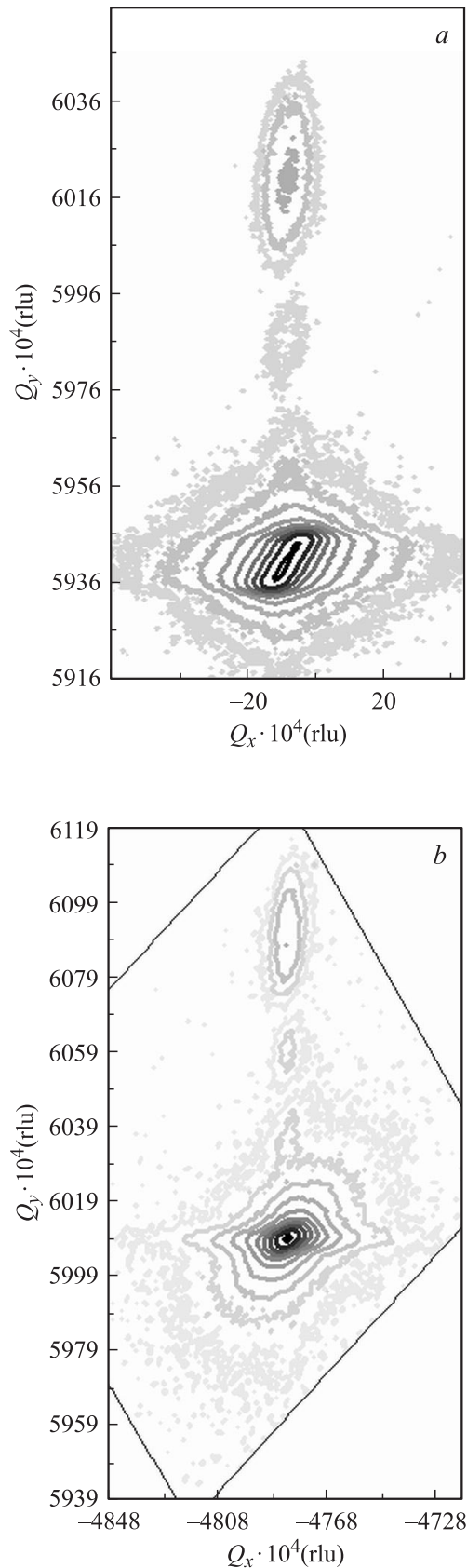


Рис. 2. Распределение интенсивности вокруг узлов обратной решетки симметричного (0004) (а) и асимметричного (-1-124) (б) для образца GaN, выращенного на Al₂O₃-подложке.

Высота барьера Шоттки для GaN по данным [12,13]

Металл	Ni	Pt	Pd	Au	Re
ϕ_B , эВ	1.15; 1.13	1.16	1.24	1.03	1.06
Источник	[12,13]	[13]	[13]	[12]	[13]

$\mu_n \cong kT \ln \frac{N_C}{N_D}$ — химический потенциал; $N_C = 2.23 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости *n*-GaN [10]; $\nu_D \approx 1.5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ — частота Дебая для GaN; ρ — плотность дислокаций, $\eta = nkT$ — характеристическая энергия туннелирования, n — фактор неидеальности, k — постоянная Больцмана, T — температура, N_D — концентрация ионизированных доноров в GaN, равная в нашем случае $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Из (2) видно, что, зная из экспериментальных ВАХ величины I_0 , η и V_K , можно рассчитать плотность дислокаций

$$\rho = \frac{I_0(0)}{q\nu_D} \exp \frac{qV_K(0)}{\eta(0)}. \quad (3)$$

Здесь $I_0(0)$, $\eta(0)$ получены экстраполяцией к нулю абсолютной температуры температурных зависимостей I_0 и η . Величину $qV_K(0)$ в соответствии с эмпирической зависимостью ϕ_B от величины ширины запрещенной зоны E_g в GaN, $\phi_B \approx \frac{1}{3} E_g$ определим по формуле

$$\begin{aligned} qV_K(0) &= \phi_B(0) - \mu_n(0) \cong \frac{1}{3} E_g^{\text{GaN}}(0) - \mu_n(0) \\ &\cong \frac{1}{3} E_g(0) \cong \frac{1}{3} 3.47 \text{ эВ} \approx 1.15 \text{ эВ}, \end{aligned} \quad (4)$$

поскольку GaN относится к полупроводниковым материалам со значительной долей ($\sim 50\%$) ионной связи, и эмпирическая зависимость $\phi_B \approx 0.6 E_g$ [11], характерная для ковалентных полупроводников либо со значительной долей ковалентной связи, в нашем случае не выполняется. Если же учесть, что экспериментально определенная высота барьера Шоттки, сформированного на *n*-GaN чистыми металлами (см. таблицу) Ni, Pt, Pd, Re, Au [12,13], составляет величину, близкую к $\phi_B \approx 1/3 E_g$, то тогда $qV_K(0)$ можно оценить по формуле (4).

Близкие величины для барьеров Шоттки, указанных в таблице, были получены также в [14–16]. Как будет показано далее, такого же порядка величины ϕ_B получены и в нашем эксперименте для барьера Шоттки TiB_x-*n*-GaN. При этом мы отдаем себе отчет в том, что из-за значительной доли ионной связи в GaN и сравнительно низкой плотности поверхностных состояний уровень Ферми закреплен на поверхности частично, что не может не сказаться в экспериментальном разбросе величин ϕ_B для барьеров Шоттки, изготовленных не только различными способами формирования, но и изготовленных по одной и той же технологии.

На рис. 3,а приведены прямые ветви ВАХ диодов Шоттки Au-TiB_x-*n*-GaN, измеренные в диапазоне температур 80–600 К. На рис. 3,б — температурные

зависимости I_0 и η . Видно, что в интервале температур 80–350 К механизм токопереноса туннельный, о чем свидетельствуют слабая температурная зависимость тока насыщения и отсутствие температурной зависимости характеристической энергии туннелирования в этом диапазоне температур. Из ВФХ была рассчитана концентрация легирующей примеси, которая для исследуемого диода составила $3.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а ϕ_B , рассчитанная из ВФХ, оказалась равной 1.15 эВ.

С учетом $I_0(0)$, $\eta(0)$ и $qV_K(0)$ рассчитанная плотность дислокаций по формуле (3) составила

$$\rho = \frac{7.35 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2}{1.6 \cdot 10^{-19} \text{ к} \cdot 1.5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}} \exp\left(\frac{1.15 \text{ эВ}}{0.105 \text{ эВ}}\right) \approx 1.7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2},$$

что неплохо согласуется с результатами, полученными из рентгенодифрактометрических измерений. Плотность дислокаций из XRD составляет $2.23 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ для прорастающих дислокаций и $1.8 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ для краевых дислокаций. Эти данные согласуются с результатами, полученными в работе [4], где плотность дислокаций, определенная рентгеновским методом в слоях GaN, выращенных на сапфире методом металлорганической газофазной эпитаксии в ЗАО „Элма-Малахит“, равнялась $1-3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ для разных образцов. Такого же порядка величины плотности дислокаций в пленках GaN, выращенных на сапфире, SiC и GaAs приводят авторы [17], отмечая при этом, что независимо от способов и режимов эпитаксии характерной особенностью эпитаксиальных пленок GaN является наличие в них винтовых и краевых дислокаций.

Несмотря на возможность описания туннельного тока с помощью многошагового туннелирования, тем не менее возникает вопрос о реализации этого механизма в барьере Шоттки, область пространственного заряда W в котором при $N_D \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ намного больше характерной длины туннелирования λ в GaN. Действительно, как известно, W определяется по формуле [18]

$$W \approx \left[\frac{2\epsilon_0}{q} \left(\frac{\epsilon}{N_D} \right) (V_K - U) \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где ϵ_0 , ϵ — диэлектрические постоянные вакуума в GaN соответственно, и в нашем случае при $U = 0$ и $V_K = 1.15 \text{ В}$ $W = 7 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Оценка характерной длины туннелирования λ в соответствии с [7]

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2m^*q(V_K - U)}},$$

где \hbar — постоянная Планка, а $m^* = 0.2m_0$ — эффективная масса электрона в GaN, дает $\lambda \approx 0.4 \cdot 10^{-7} \text{ см}$.

Подобный процесс исследовался ранее Евстроповым с соавторами для поверхностно-барьерных структур на основе соединений A^{III}B^V (GaAs, GaP) при соотношении

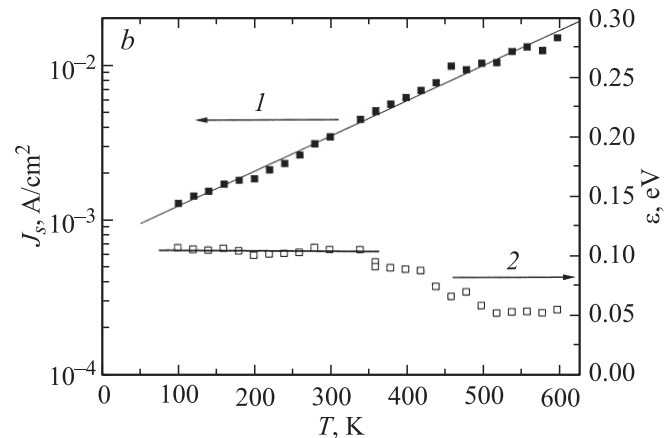
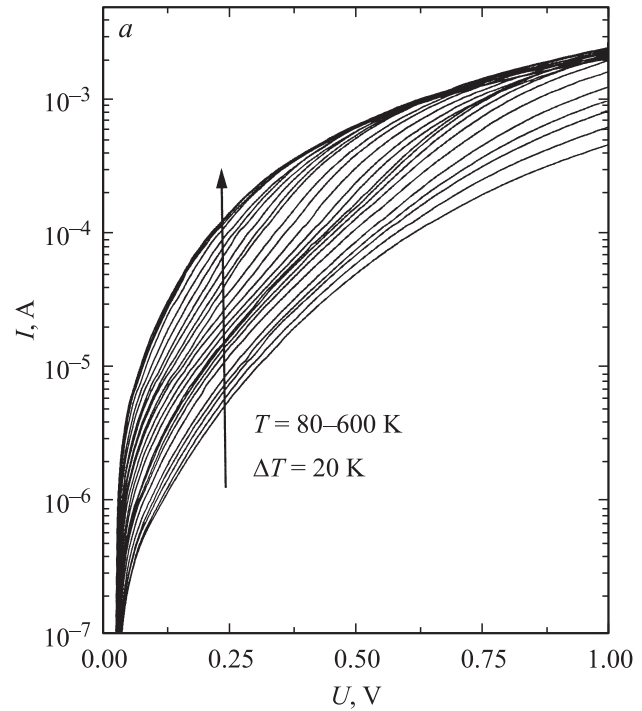


Рис. 3. *a* — прямые ветви ВАХ диодов Шоттки Au-TiB_x-n-GaN, измеренные в диапазоне температур 80–600 К; *b* — температурные зависимости плотности тока насыщения (1) и характеристической энергии туннелирования (2).

$W/\lambda \approx 200-500$ для различных структур [7]. Увеличение вероятности туннелирования в [7] связано с туннельным токопереносом по дислокационной линии. Такой механизм токопереноса можно понять, если ввести, как это сделано в [7], масштабный коэффициент r , увеличивающий характерную длину туннелирования, что в эксперименте проявляется как увеличение характеристической энергии туннелирования по сравнению с ее теоретической величиной η_t , рассчитываемой по формуле

$$\eta_t = \frac{\hbar q}{2} \left[\frac{1}{\epsilon_0 m^*} \left(\frac{N_D}{\epsilon} \right) \right]^{1/2} \quad (6)$$

и равной в нашем случае ~ 7 мэВ. При этом

$$r = \frac{\eta}{\eta_t} \approx \frac{0.105 \text{ мэВ}}{0.007 \text{ мэВ}} \approx 15.$$

Токоперенос в интервале температур 350–600 К осуществляется с преобладанием надбарьерного тока, о чем свидетельствует уменьшение величины η с ростом температуры от 350 до 600 К.

4. Заключение

Таким образом, наши экспериментальные данные указывают, что токоперенос в интервале температур 80–380 К в прямосмещенном барьере Шоттки Au–TiB_x–*n*-GaN, несмотря на широкобарьерную структуру контакта ($W \gg \lambda$), осуществляется по туннельному механизму, природа которого связана с дислокациями, возникающими на границе раздела GaN/Al₂O₃ в процессе эпитаксии GaN и прорастающими в эпитаксиальный слой GaN, что подтверждает дислокационную природу и модель избыточного туннельного тока в невырожденных барьерных структурах на основе соединений A^{III}B^V.

Список литературы

- [1] M.S. Shur. *Sol. St. Electron.*, **42** (12), 2131 (1998).
- [2] Н. Morkos. *Nitride Semiconductors and Devices* (Springer, 1999).
- [3] Ю.Г. Шретер, Ю.Т. Ребане, В.А. Зыков, В.Г. Сидоров. *Широкозонные полупроводники* (СПб., Наука, 2001).
- [4] В.П. Кладько, С.В. Чорненький, А.В. Наумов, А.В. Комаров, М. Тасапо, Ю.Н. Свешников, С.А. Витусевич, А.Е. Беляев. *ФТП*, **40** (9), 1087 (2006).
- [5] В.В. Евстропов, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, Д.В. Сергеев, Л.М. Федоров, Ю.М. Шерняков. *ФТП*, **27** (8), 1319 (1993).
- [6] В.В. Евстропов, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, Ю.Г. Садофьев, А.Н. Топчий, Н.Н. Фалеев, Л.М. Федоров, Ю.М. Шерняков. *ФТП*, **29** (3), 385 (1995).
- [7] В.В. Евстропов, Ю.В. Жилиев, М. Джумаева, Н. Назаров. *ФТП*, **31** (2), 152 (1997).
- [8] В.В. Евстропов, М. Джумаева, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, А.А. Ситникова, Л.М. Федоров. *ФТП*, **34** (11), 1357 (2000).
- [9] А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, В.Н. Иванов, Р.В. Конакова, Я.Я. Кудрик, П.М. Литвин, В.В. Миленин, Ю.Н. Свешников. *Письма ЖТФ*, **31** (24), 88 (2005).
- [10] *Semiconductor Materials* GaN, AlN BN, SiC, eds M.E. Levinstein, S.L. Rumyantsev and M.S. Shur. (John Wiley & Sons Inc., N.Y., 2001).
- [11] M. Shur. *Physics of Semiconductor Devices* (Prentice-Hall Inc., 1990).
- [12] E.V. Kalinina, N.I. Kuznetsov, A.I. Babanin, V.A. Dmitriev, A.V. Shchukarev. *Diamond Relat. Mater.*, **6**, 1528 (1997).
- [13] J. Würfl, V. Abrosimova, J. Hilsenbeck, E. Nebauer, W. Rieger, C. Tränkle. *Microelectronics Reliability*, **39**, 1737 (1999).
- [14] E. Monroy, F. Calle, R. Ranchal, T. Palacios, M. Verdu, F.J. Sanchez, M.T. Montojo, M. Eickhoff, F. Omn'es, Z. Bougrioua, I. Moerman. *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, L47, (2002).
- [15] G.L. Chen, F.C. Chang, K.C. Shen, J. Ou, W.H. Chen, M.C. Lee, W.K. Chen, M.J. Jou, C.N. Huang. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 595 (2002).
- [16] N. Miura, T. Nanjo, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, T. Ozeki, H. Ishikawa, T. Egawa, T. Jimbo. *Sol. St. Electron.*, **48**, 689 (2004).
- [17] Р.Н. Кютт, В.В. Ратников, Г.Н. Мосина, М.П. Щеглов. *ФТТ*, **41** (1), 30 (1999).
- [18] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984). [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of semiconductor devices*, 2nd ed. (N.Y.–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore, John Wiley & Sons Inc., 1981)].

Редактор Л.В. Беляков

On the current flow mechanism related to dislocations in gallium nitride Schottky barrier diodes

A.E. Belyaev, N.S. Boltovets*, V.N. Ivanov*, V.P. Kladyko, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, A.V. Kuchuk, V.V. Milenin, Yu.N. Sveshnikov†, V.N. Sheremet

V. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kiev, Ukraine

* State Enterprise Research Institute „Orion“, 03057 Kiev, Ukraine

† Corporation „Elma-Malakhit“, 124460 Zelenograd, Russia

Abstract We studied the current flow mechanism in the Au–TiB_x–*n*-GaN Schottky barrier diodes with the space-charge region (SCR) width much over de Broglie wavelength in GaN. An analysis of the temperature dependences of *I*–*V* curves in the forward-biased Schottky barriers showed that, in the 80–380 K temperature range, current flow occurs via tunneling along dislocations crossing SCR. The dislocation density ρ estimated from the *I*–*V* curves in accordance with the model of tunneling along the dislocation line is $\approx 1.7 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$.