

Вольт-амперные характеристики GaN и AlGaN *p-i-n*-диодов

© Н.И. Кузнецов, K.G. Irvine*

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

*Cree Research Inc.,
NC 27713 Durham, USA

(Получена 1 июля 1997 г. Принята к печати 14 июля 1997 г.)

Были исследованы вольт-амперные характеристики GaN и Al_{0,08}Ga_{0,92}N *p-i-n*-диодов. Исследуемые *p-i-n*-структуры были выращены методом MOCVD на подложках 6H-SiC с использованием Si и Mg в качестве легирующих примесей. Во время роста структуры путем одновременного легирования донорной и акцепторной примесями была образована *i*-область. Анализ вольт-амперных характеристик показал, что механизм протекания тока в *p-i-n*-диодах обусловлен либо дрейфом термически возбужденных дырок, либо электронно-дырочной рекомбинацией в *i*-области через примесные центры, — так, как это предсказывает теория Эшли-Милнса. Эти примесные центры приписываются акцепторным уровням Mg.

1. Введение

Нитриды третьей группы InN, GaN, AlN, и их твердые растворы InGaN, AlGaN, относящиеся к широкозонным полупроводникам с прямыми межзонными переходами, в настоящее время успешно используются в оптоэлектронных приборах, излучающих свет в коротковолновой области [1–4]. Данный прогресс стал возможным благодаря использованию Mg в качестве акцепторной примеси для получения материала *p*-типа проводимости [5–7]. Создание *p-n*-переходов на основе GaN и AlGaN позволяет исследовать их электрические и оптические характеристики [8–14].

Цель данной работы — исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) *p-i-n*-диодов на основе GaN и AlGaN. Значительный научный интерес, который проявляется к протеканию токов в *p-i-n*-диодах, связан с тем, что наблюдаемая сложная структура ВАХ обусловлена электронными свойствами самого полупроводникового материала. В частности, из ВАХ *p-i-n*-диодов можно извлечь информацию о величинах энергий ионизации и сечений захвата носителей центров рекомбинации.

2. Методика эксперимента

p-i-n-Структуры, изготовленные на основе GaN и AlGaN, были выращены методом газовой фазной эпитаксии (MOCVD) на подложках из карбида кремния [15]. В качестве подложек использовались пластины 6H-SiC *n*-типа проводимости, коммерчески выпускаемые фирмой Cree Research Inc., USA. Эпитаксиальные слои осаждались на грань подложки (0001) Si; Mg и Si использовались в качестве акцепторной и донорной примесей, соответственно. Сначала выращивали слой *n*-GaN, легированный Si с концентрацией $N_d - N_a = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина этого слоя была 1.5 мкм. Последним выращивали эпитаксиальный слой *p*⁺-GaN толщиной 0.5 мкм, легированный Mg с концентрацией $N_a - N_d = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Между

этими эпитаксиальными слоями были сформированы *p-i-n*-переходы на основе GaN и AlGaN; *i*-область была образована во время эпитаксиального роста одновременным легированием донорной и акцепторной примесями. Концентрация AlN в твердом растворе AlGaN, измеренная оптической спектроскопией, составляла 8 мол%. Для измерения электрических характеристик *p-i-n*-переходов были вытравлены меза-структуры Ø 300 мкм ионно-плазменным травлением. Для того чтобы исключить влияние изотипного гетероперехода GaN/SiC на экспериментальные результаты, была использована планарная

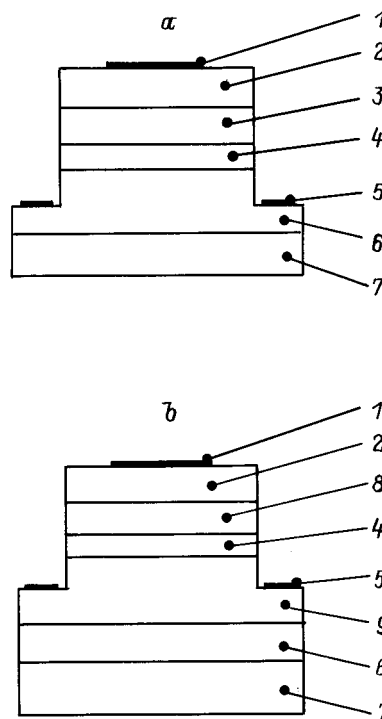


Рис. 1. Схема поперечного сечения меза-структур на основе: *a* — GaN, *b* — AlGaN. Цифрами на рисунках обозначены: 1 — Pd-контакт, 2 — *p*⁺-GaN, 3 — *p*-GaN, 4 — *i*-область, 5 — Al-контакт, 6 — *n*-GaN слой, 7 — подложка 6H-SiC, 8 — *p*-Al_{0,08}Ga_{0,92}N, 9 — *n*-Al_{0,08}Ga_{0,92}N.

геометрия меза-структур. Pd и Al были напылены в качестве омических контактов к p^+ -GaN и n -GaN или n -AlGaN соответственно (см. рис. 1).

Измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) на частоте 1 МГц при комнатной температуре показали, что зависимость барьерной емкости C меза-структур от приложенного напряжения V в координатах C^2-V была линейной. При этом напряжение емкостной отсечки составляет $4 \div 7$ В. Эта величина значительно превышает величину встроенного потенциала для GaN и $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$ p - n -переходов, p - и n -слои которых легированы Mg и Si соответственно [13,14]. Это указывает на наличие i -области, расположенной между p - и n -слоями. Из анализа ВФХ была получена оценка ширины i -области, которая оказалась равной примерно 0.1 мкм.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В работе исследовались прямые ВАХ p - i - n -диодов в температурном диапазоне от 77 до 600 К. При комнатной температуре меза-структуры имели типичную диодную ВАХ. Напряжение отсечки на прямой ВАХ на разных образцах менялось в пределах от 4 до 7 В, что согласуется с данными, полученными из емкостных измерений.

ВАХ, измеренные при различных температурах, приведены на рис. 2 для p - i - n -диодов на основе GaN и на рис. 3 — на основе AlGaN. Как видно из рисунков, ВАХ состоят из нескольких участков, которые могут быть описаны степенной зависимостью тока от напряжения, $I \sim V^b$, где b меняется в пределах от 1 до 10. При температурах ниже 100 К и когда приложенное прямое смещение превышает 15 В, исследуемые p - i - n -диоды быстро переключались в состояние более высокой проводимости, соответствующее участку ВАХ выше области с отрицательным сопротивлением (s -образная ВАХ). Такое

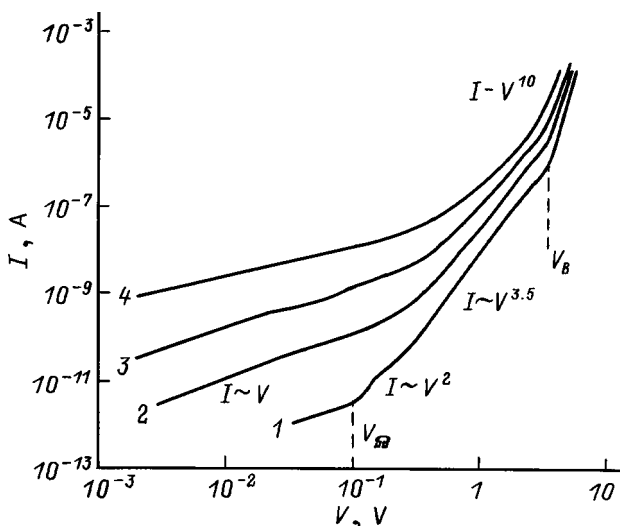


Рис. 2. Прямые вольт-амперные характеристики p - i - n -структур на основе GaN, измеренные при температуре T , К: 1 — 300, 2 — 400, 3 — 500, 4 — 600.

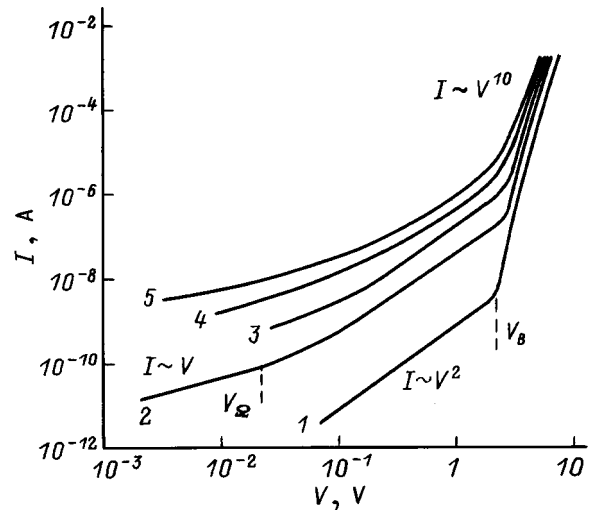


Рис. 3. Прямые вольт-амперные характеристики, измеренные на p - i - n -структуре на основе AlGaN при температуре T , К: 1 — 200, 2 — 300, 3 — 400, 4 — 500, 5 — 600.

поведение прямого тока характерно для p - i - n -диодов и может быть описано теорией Эшли-Милнса [16]. В этой модели рассматривается высокоомный полупроводник с примесной проводимостью, в котором имеются центры компенсации, частично заполненные электронами. Положение уровня компенсации в запрещенной зоне может быть произвольным, однако уровень должен быть достаточно глубоким, чтобы концентрация термически возбужденных дырок была намного меньше концентрации самих центров компенсации. В модели предполагается, что при пропускании прямого тока центры компенсации в i -области играют роль центров рекомбинации инжектированных электронов и дырок. Для того чтобы ВАХ содержала участок с отрицательным сопротивлением, необходимо, чтобы сечение захвата дырок σ_p было значительно больше сечения захвата электронов на центры рекомбинации σ_n .

ВАХ исследованных p - i - n -диодов имели омический участок тока ($b = 1$), квадратичный ($b = 2$) и переходной участок тока ($b = 10$), который при температурах меньше 100 К переходит в участок тока с отрицательным сопротивлением. На участке ВАХ, где $I \sim V^2$, ток инжектированных электронов, ограниченный рекомбинацией, начинает доминировать над током термически возбужденных дырок. Переход омического участка в квадратичный происходит при напряжении V_Ω , когда время жизни электронов τ_n и время пролета электронов i -области $L^2/\mu_n V_\Omega$ становятся равными. Значение напряжения V_Ω может быть найдено из выражения [16]

$$V_\Omega \approx \frac{L^2}{\mu_n \tau_n} = \frac{L^2 \sigma_n v_n N_{te}}{\mu_n}, \quad (1)$$

где L — длина i -области, μ_n — подвижность электронов, v_n — тепловая скорость электронов и N_{te} — концентрация электронных ловушек.

Параметры акцепторного центра Mg в GaN и Al_{0.08}Ga_{0.92}N

Параметр акцепторного центра	GaN		Al _{0.08} Ga _{0.92} N	
	I-V	i-DLTS	I-V	i-DLTS
E _a , эВ	0.146	0.141	0.191	0.207
σ _p , см ²	8 · 10 ⁻¹³	4 · 10 ⁻¹⁵	8 · 10 ⁻¹⁴	2 · 10 ⁻¹³
σ _n , см ²	3 · 10 ⁻¹⁴		3 · 10 ⁻¹⁵	

Примечание. Параметры рассчитаны по данным: I-V — вольт-амперных характеристик, i-DLTS — токовой спектроскопии глубоких уровней.

Переходный участок тока на ВАХ (b = 10) характеризуется значительным увеличением числа инжектируемых дырок. При напряжениях больше напряжения пробоя V_b время пролета дырок через i-область становится равным времени жизни дырок τ_p. Значение V_b может быть найдено из выражения [16]

$$V_b = L^2 \left(\frac{q\sigma_p v_p}{4\pi\epsilon\mu_p} \right)^{0.5} N_{th}, \quad (2)$$

где v_p — тепловая скорость дырок, ε — диэлектрическая проницаемость, μ_p — подвижность дырок и N_{th} — концентрация дырочных ловушек.

Согласно теории Эшли-Милнса, прямой ток при напряжениях меньше V_b прямо пропорционален концентрации термически возбужденных дырок. Эта особенность может быть использована для определения энергии ионизации центров рекомбинации. С этой целью измерялась температурная зависимость тока I при фиксированном напряжении V (см. рис. 4). Наклон прямых, проведенных на рис. 4 через экспериментальные точки, соответствует энергиям ионизации уровней рекомбинации: 1 — 0.146 эВ и 2 — 0.191 эВ, которые приписываются акцепторным уровням Mg в GaN и Al_{0.08}Ga_{0.92}N соответственно.

Используя выражения (1) и (2), можно вычислить сечение захвата электронов и дырок на рекомбинационный центр. При вычислении сечения захвата дырок были использованы значения подвижностей дырок для GaN и для Al_{0.08}Ga_{0.92}N μ_p = 10 см²/В · с [17]. При вычислении сечения захвата электронов было использовано следующее значение подвижности электронов в GaN: μ_p = 200 см²/В · с [18]. Так как значение подвижности электронов в Al_{0.08}Ga_{0.92}N неизвестно, мы предположили, что μ_n в Al_{0.08}Ga_{0.92}N близко по значению к μ_n в GaN. Результаты вычислений суммированы в таблице.

Для исследования уровней в запрещенной зоне полупроводника широко используется емкостная спектроскопия глубоких уровней — метод c-DLTS, предложенный Лангом [19]. Однако емкостные методы ограничены в применении для исследования уровней в высокоомном полупроводнике. Поэтому для исследования уровней в i-области мы использовали токовую спектроскопию — метод i-DLTS [20]. Измерения i-DLTS проводились в температурном диапазоне от 77 до 300 К. При этом

на меза-структуру подавалось обратное смещение −5 В. Для заполнения ловушек носителями обратное смещение импульсным образом переключалось на прямой ток величиной 10 мА. Для определения параметров уровней записывалось семейство спектров i-DLTS при постоянном отношении t₂/t₁ = 2 для разных t₁, которое менялось в пределах от 10 мкс до 10 мс. Здесь t₁ и t₂ — моменты времени измерения амплитуды релаксации тока. Параметры обнаруженных уровней определялись из зависимости Аррениуса (рис. 5), которая была построена из семейства спектров i-DLTS. Результаты вычислений

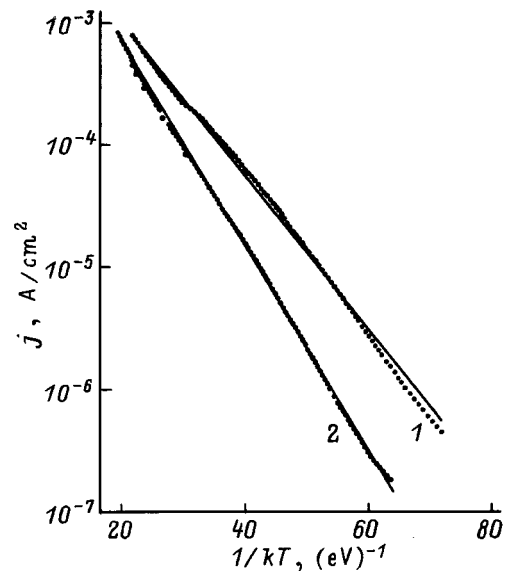


Рис. 4. Температурные зависимости прямого тока при фиксированном напряжении, соответствующем квадратичному участку ВАХ для диодов на основе: 1 — GaN (E_a = 0.146 эВ), 2 — Al_{0.08}Ga_{0.92}N (E_a = 0.191 эВ). Точки — эксперимент, прямые проведены на глаз для определения энергии ионизации.

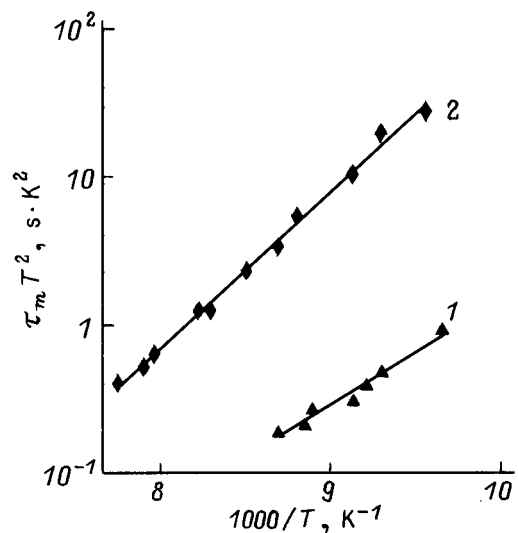


Рис. 5. Зависимости Аррениуса для дырочных ловушек, полученные из семейств спектров i-DLTS для слоев: 1 — GaN (E_a = 0.141 эВ), 2 — Al_{0.08}Ga_{0.92}N (E_a = 0.207 эВ).

параметров акцепторного центра Mg на основе *i*-DLTS суммированы в таблице. При вычислении сечения захвата дырок в GaN использовалось значение эффективной массы дырок $m_h^* = 0.8m_0$ [21]. Так как эффективная масса дырок в $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$ неизвестна, мы предположили, что m_h^* в $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$ близка по величине к m_h^* в GaN.

Следует отметить, что величины энергий ионизации акцепторного уровня Mg в GaN и $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$, полученные из измерений BAX и *i*-DLTS, находятся в хорошем согласии с данными измерений эффекта Холла [17].

4. Заключение

Исследовались вольт-амперные характеристики (BAX) *p-i-n*-диодов, изготовленных на основе слоев GaN и $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$, выращенных методом MOCVD на подложках из карбида кремния. Анализ BAX показал, что механизм протекания тока в *p-i-n*-диодах обусловлен либо дрейфом термически возбужденных дырок, либо электронно-дырочной рекомбинацией в *i*-области через примесные центры, — так, как это предсказывает теория Эшли–Милнса. Эти примесные центры приписываются акцепторным уровням Mg. Величины энергий ионизации акцепторного уровня Mg в GaN и $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$, полученные из BAX и *i*-DLTS измерений, находятся в хорошем согласии с данными измерений эффекта Холла.

Авторы благодарят В.Е. Сизова за травление мезоструктур, Е.В. Калинину за напыление омических контактов и В.А. Дмитриева за полезные обсуждения результатов измерений.

Работа была выполнена при частичной поддержке государственного университета Аризоны (США).

Список литературы

- [1] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh. Appl. Phys. Lett., **64**, 1687 (1994).
- [2] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama. Jap. J. Appl. Phys., **34**, L797 (1995).
- [3] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, T. Mukai. Jap. J. Appl. Phys., **34**, L1332 (1995).
- [4] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto. Jap. J. Appl. Phys., **35**, L74 (1996).
- [5] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, I. Akasaki. Jap. J. Appl. Phys., **28**, L2112 (1989).
- [6] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, N. Iwasa. Jap. J. Appl. Phys., **31**, L139 (1992).
- [7] H. Morkoc, S. Strite, G.B. Gao, M.E. Lin, B. Sverdlov, M. Burns. J. Appl. Phys., **76**, 1363 (1994).
- [8] I. Akasaki, H. Amano. J. Electrochem. Soc., **141**, 2266 (1994).
- [9] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh. Jap. J. Appl. Phys., **30**, L1998 (1991).
- [10] B. Goldenberg, J.D. Zook, R.J. Ulmer. Appl. Phys. Lett., **62**, 381 (1993).
- [11] M.A. Khan, Q. Chen, R.A. Skoqman, J.N. Kupnia. Appl. Phys. Lett., **66**, 2047 (1995).
- [12] V.A. Dmitriev, K.G. Irvine, C.H. Carter Jr., A.S. Zubrilov, D.V. Tsvetkov. Appl. Phys. Lett., **67**, 115 (1995).
- [13] V.A. Dmitriev, K.G. Irvine, C.H. Carter Jr., N.I. Kuznetsov, E.V. Kalinina. Appl. Phys. Lett., **68**, 229 (1996).
- [14] V.A. Dmitriev, K.G. Irvine, J.A. Edmond, C.H. Carter Jr., N.I. Kuznetsov, A.S. Zubrilov, E.V. Kalinina, D.V. Tsvetkov. In: Proc. 6th Int. Conf., Kyoto, Japan, 1995 [Inst. Phys. Conf. Ser., **142**, 1019 (1995)].
- [15] V.A. Dmitriev, K.G. Irvine, J.A. Edmond, C.H. Carter Jr., A.S. Zubrilov, I.P. Nikitina, V.I. Nikolaev, A.I. Babanin, Yu.V. Melnik, E.V. Kalinina, V.E. Sizov. In: Proc. 21st Int. Symp. on Compound Semicond., San Diego, CA, USA, 1994 [Inst. Phys. Conf. Ser., **141**, 497 (1995)].
- [16] K.L. Ashley, A.G. Milnes. J. Appl. Phys., **35**, 369 (1964).
- [17] T. Tanaka, A. Watanabe, H. Amano, Y. Kobayashi, I. Akasaki, S. Yamazaki, M. Koike. Appl. Phys. Lett., **65**, 593 (1994).
- [18] D.L. Rode, D.K. Gaskill. Appl. Phys. Lett., **66**, 1972 (1995).
- [19] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [20] Н.И. Кузнецов. ФТП, **27**, 1674 (1993).
- [21] J.I. Pankove, S. Bloom. G. Harbeke. RCA Rev., **36**, 163 (1975).

Редактор Т.А. Полянская

Current-voltage characteristics of GaN and AlGa*n* *p-i-n* diodes

N.I. Kuznetsov, K.G. Irvine*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
*Cree Research Inc.,
NC 27713, Durham, USA

Abstract Current-voltage characteristics of GaN and $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$ *p-i-n* diodes were investigated. The studied *p-i-n* structures were grown on 6H-SiC substrates by MOCVD with silicon and magnesium used as dopants. An *i*-region was formed during the structure growth by donor and acceptor co-doping. Analysis of current-voltage characteristics has shown that the current flow mechanism is caused by either thermal hole drift or electron-hole recombination in *i*-region through impurity centers as that was predicted by Ashley–Milnes's theory. These impurity centers are attributed to the magnesium acceptor levels.