

**А.А. Дорофеев², Я.Б. Мартынов¹, В.Ф. Синкевич²,
Э.В. Погорелова¹**

¹ ОАО «НПП „Исток“» им. Шокина

² ОАО «НПП «Пульсар»

Лавинно-инжекционная неустойчивость в широкозонных гетероструктурных полевых транзисторах

Представлены первые результаты моделирования лавинно-инжекционной неустойчивости в мощных полевых транзисторах на гетероструктурах на основе нитрида галлия. Показано, что измеренная ранее S-образная вольт-амперная характеристика AlGaIn-GaN гетероструктурного транзистора, скорее всего, обусловлена развитием этой неустойчивости.

Ключевые слова: гетероструктурный транзистор, лавинная инжекция, широкозонный полупроводник

Электронные приборы могут пострадать от явления электростатического разряда как на этапе изготовления или сборки, так и в процессе эксплуатации. Длительность возникающих при этом импульсов тока варьируется от нано до микросекунд. Причем поскольку тепловые процессы в течение такого импульса не успевают установиться, прибор может выдерживать довольно большие токи без существенного ухудшения своих характеристик. Ожидается, что гетероструктурные транзисторы на широкозонных полупроводниках (AlGaIn-GaN) будут использоваться в довольно суровых условиях. Поэтому важно изучить физику процессов, приводящих к отказам в таких транзисторах.

В работе [1] была измерена вольт-амперная характеристика (ВАХ) гетероструктурного AlGaIn-GaN транзистора с помощью подачи на него прямоугольных 100 нс токовых импульсов. Обнаружено, что ВАХ прибора имеет S-образный вид (рис.1,а) и сделано предположение, что такая форма ВАХ обусловлена развитием лавинно-инжекционной неустойчивости, аналогичной той, что была описана в планарных транзисторах с затвором Шотки [2]. В настоящей работе приведены первые результаты моделирования развития лавинно-инжекционной неустойчивости в транзисторной структуре (рис.1,б) с помощью численной модели [3]. Кинетические коэффициенты для электронов, содержащиеся в модели [3], рассчитывались следующим образом. Вначале методом Монте-Карло [4] находились зависимости дрейфовой скорости (V) и средней полной энергии электронов (\mathcal{E}) от величины однородного и не меняющегося со временем электрического поля (E) для заданного дискретного набора концентраций донорной примеси. Полученные зависимости аппроксимировались с помощью следующих аналитических выражений. Для дрейфовой скорости электронов:

$$V(E) = \mu E \frac{1 + \frac{V_s}{\mu E_{kp}} \left(\frac{E}{E_{kp}}\right)^m}{\left[1 + \left(\frac{E}{E_{kp}}\right)^{n_1}\right] \left[1 + \left(\frac{E}{E_{kpc}}\right)^{nc_1}\right]} + V_{s0} \frac{\left(\frac{E}{E_{kp2}}\right)^{m_2} \left(\frac{E}{E_{kpc}}\right)^{nc}}{\left[1 + \left(\frac{E}{E_{kp2}}\right)^{n_2}\right] \left[1 + \left(\frac{E}{E_{kpc}}\right)^{nc}\right]} \quad (1),$$

содержащую 11 подгоночных параметров. Для средней полной энергии электронов:

$$E(\varepsilon) = \left\{ \frac{E_{01} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_{01}}{\varepsilon_{k1}} \right)}{\left[1 + \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{k2}} \right)^{nc} \right]} + \frac{E_{02} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_{01}}{\varepsilon_{k3}} \right)^{m2} \times \begin{cases} 1, & \varepsilon < \varepsilon_{k4} \\ \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_{01}}{\varepsilon_{k4}} \right)^{m3}, & \varepsilon > \varepsilon_{k4} \end{cases}}{\left[1 + \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{k3}} \right)^{n2} \right]} \right\} \quad (2),$$

содержащую 10 подгоночных параметров. Получены таблицы, определяющие зависимость каждого из 21 подгоночного коэффициента от концентрации примесей. Параметры материалов, использованные для вычисления $V(E)$ и $E(\varepsilon)$ методом Монте-Карло, приведены в таблице 1. Величины подгоночных коэффициентов при концентрациях, а также параметров материалов при мольных долях, не содержащихся в таблицах, определялись с помощью линейной интерполяции.

Таблица 1.

Параметр	GaN	Ref	AlN	Ref
Постоянная решетки, А	3.189	[5]	4.044	[6]
Низкочастотная диэлектрическая постоянная	9.5	[5]	8.5	[5]
Высокочастотная диэлектрическая постоянная	5.35	[5]	4.77	[5]
Ширина запрещенной зоны, эВ	3.4	[8]	6.2	[5]
Электронное сродство, эВ	4.1	[5]	1.9	[5]
Скорость звука, 10^5 см/сек	6.56	[9]	9.06	[7]
Плотность, г/см ³	6.095	[8]	3.23	[10]
Эффективная масса в Г-долине, в ед. m_0	0.2	[14]	0.48	[7]
Эффективная масса в L-долине, в ед. m_0	0.6	[11]	1	[7]
Эффективная масса в X-долине, в ед. m_0	0.6		1	[7]
Акустический деформационный потенциал, эВ	10.1	[6]	9.5	[7]
Энергия оптического фонона, эВ	0.092	[9]	0.0992	[7]
Энергия междолинного фонона, эВ	0.0243	[13]	0.0757549	[10]
Зазор Г-L, эВ	2	[12]	0.7	[7]
Зазор Г-X, эВ	3.3		1	[7]

Для зависимости дрейфовой скорости дырок от электрического поля использовалось следующее выражение:

$$V_h(E) = \frac{\mu_h E}{\left[b_0 + \frac{E}{E_{hкр}} \right]} \quad (3),$$

где $b_0 = 1 + \sqrt{(N_d + N_A)/N_0}$, $E_{hкр} = v_s/\mu_h$, $\mu_h = 200$ см²/(В с) для GaN и $\mu_h = 14$ см²/(В с) для AlN, $v_s = 2 \cdot 10^7$ см/с для GaN и $v_s = 10^7$ см/с для AlN [5].

Для зависимости коэффициентов ударной ионизации от электрического поля использовалось следующее выражение:

$$\alpha_z = b_z e^{-\frac{E_{bz}}{E}}, z = n, h \quad (4),$$

значения коэффициентов b_z и E_{bz} выбирались согласно [15]. Подстановка (2) в (1),(4) задает используемые в [3] зависимости $V(\varepsilon), \alpha_n(\varepsilon)$. Зависимость времени релаксации по энергии электронов $\tau_n(\varepsilon)$ от средней энергии электронного газа получалась после подстановки (2) в выражение

$$q\mu E^2 = (\varepsilon - \varepsilon_0)/\tau_n(\varepsilon) \quad (5),$$

где q - абсолютная величина заряда электрона, μ - подвижность электронов. Время релаксации по энергии для дырок τ_p считалось независящим от средней энергии газа дырок ε_p и равным 1 пикосекунде. Из выражения аналогичного (5) и (3) находилась зависимость аналогичная (2) для средней энергии газа дырок. Последняя использовалась для определения зависимостей $V_h(\varepsilon_p), \alpha_p(\varepsilon_p)$.

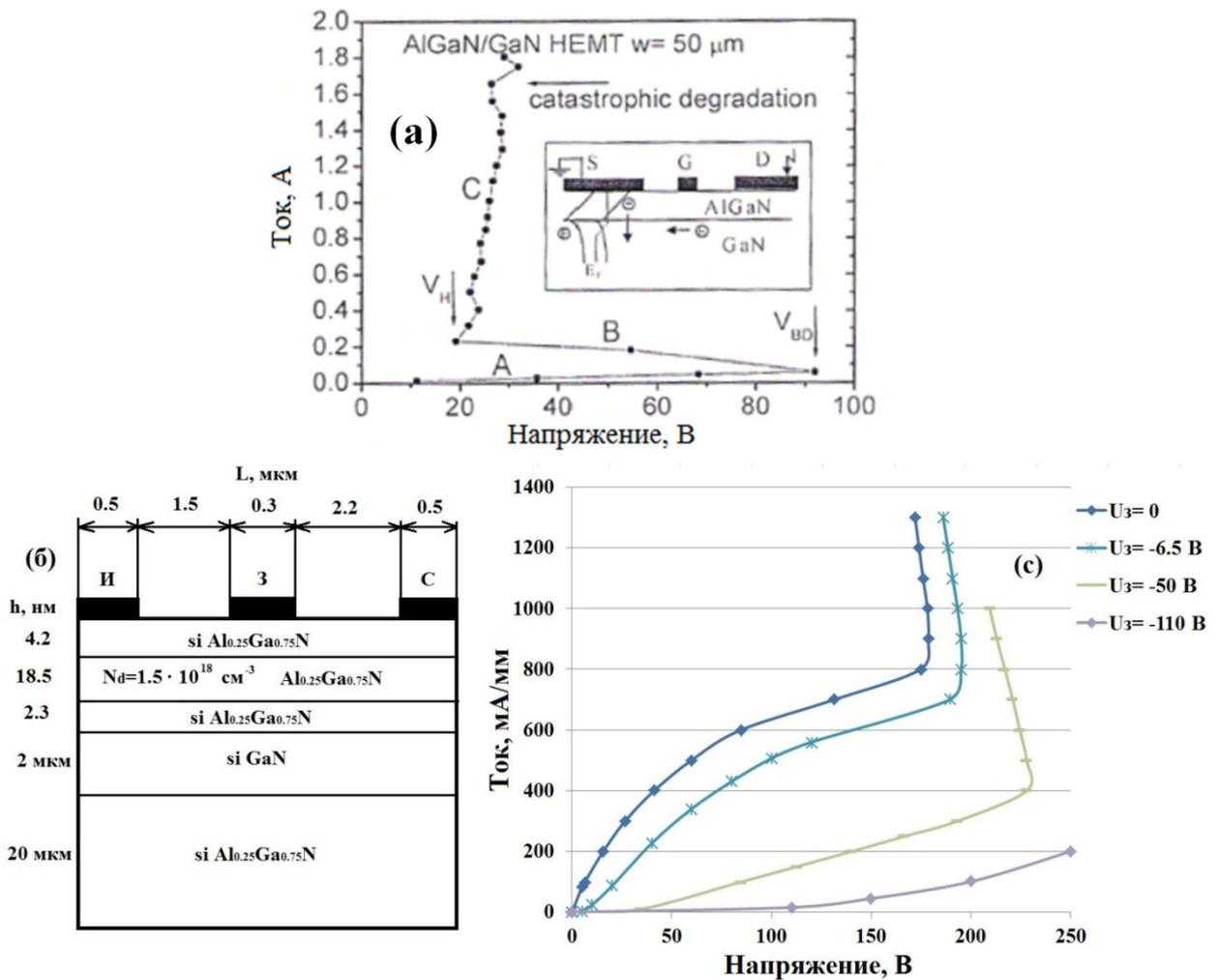


Рисунок 1. Типичная импульсная ВАХ [1] (а), структура (б) и рассчитанная ВАХ (с) AlGaIn-GaN гетеротранзистора.

напряжение срыва лавинно-инжекционной неустойчивости примерно в два раза превышает измеренное критическое напряжение V_{BO} . Это связано, скорее всего, с тем, что размеры измеренной и рассчитанной гетероструктуры не совпадают. К сожалению,

авторы [1] не привели параметры измеренной структуры. Возможно также, что недостоверны коэффициенты ударной ионизации [15], измерению которых уделено, пока что, слишком мало внимания. Однако, качественно проведенные расчеты все же подтверждают сделанное авторами [1] предположение о том, что S-образная характеристика исследуемой транзисторной структуры обусловлена развитием лавинно-инжекционной неустойчивости.

Библиографический список

1. J. Kuzmik, D. Pogany, E. Gornik, P. Javorka, P. Kordos, «Electrostatic Discharge Effects in AlGaIn/GaN High-Electron-Mobility Transistors», *Applied Physics Letters*, 83, 4655, 2003.
2. N. A. Kozlov, Y. B. Martynov, V. F. Sinkevitch, A. S. Tager, V. A. Vashchenko «Negative differential conductivity and isothermal drain breakdown of GaAs MESFET's», *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1996, v. ED-43, no. 4, p. 513-518.
3. Я.Б. Мартынов «Специальный вид граничных условий для системы уравнений низкотемпературной полупроводниковой плазмы», *ЖВМ и МФ*, т. 39, №2, стр. 309-314, 1999.
4. А. В. Гарматин «Программа моделирования методом Монте-Карло нестационарных процессов разогрева электронов электрическим полем в полупроводниках», *Электронная техника, Сер. 1, СВЧ-техника*, Вып. 3(375), стр. 66—68, 1985.
5. M. Shur (ed) «GaN-based materials and devices», World Scientific (2004)
6. H. Morkoc «Handbook of Nitride Semiconductors and Devices», v. 2: «Electronic and Optical Processes in Nitrides», Wiley-VCH (2008)
7. S. K. O'Leary, et al. «Monte Carlo simulation of electron transport in wurtzite aluminum nitride», *Solid State Communications*. v. 105, no. 10, pp. 621-626, 1998.
8. K.F. Brennan «Theory of modern electronic semiconductor devices», John Wiley & Sons (2002)
9. В.А. Москалюк, М.Г. Овчарук «Релаксационные параметры гексагонального нитрида галлия», *Электроника и связь 3-й Тематический выпуск «Электроника и нанотехнологии»*, стр.7-10, ч.2, 2009
10. M. Farahmand, et al «Monte Carlo simulation of electron transport in the III-nitride wurtzite phase material system: binaries and ternaries», *IEEE Trans. Electron Devices* 48, No 3, p.535-542 (2001).
11. Adachi «Properties of semiconductor alloys. Group IV III-V and II-VI semiconductors», p.231 (2009)
12. Levinshtein (ed) «Properties of advanced semiconductor materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe» John Willey & Sons, 2001
13. R. Brazis, R. Raguotis «The Influence of Phonon Emission on Electron Transport in Hexagonal and Cubic Gallium Nitride», *Proceedings of the 12th International Symposium UFPS, Vilnius, Lithuania 2004*, p.324-327.
14. S. Kasap (ed) «Springer Handbook of Electronic and Photonic materials», Springer Science+Business Media, Inc, 2006.
15. Oguzman, I.H., E. Bellotti, K.F. Brennan, J. Kolnik, R. Wang, P.P. Ruden, Theory of hole initiated impact ionization in bulk zincblende and wurtzite GaN, *J. Appl. Phys.* 81(12) (1997), 7827-7834