

УДК 621.315.592

НИТРИДНЫЕ НЕМТ ПРОТИВ АРСЕНИДНЫХ: ПОСЛЕДНЯЯ БИТВА?

© 2015 г. Ю. В. Федоров, С. В. Михайлович

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН,
Нагорный проезд, д. 7, стр. 5, Москва, 117105, Россия

Введение

Освоение терагерцового диапазона в последнее десятилетие является одним из самых приоритетных направлений развития полупроводниковых СВЧ-приборов. Частотные параметры полевых транзисторов с двумерным электронным газом (НЕМТ) на базе арсенидных гетероструктур (In,Ga,Al,P)As на подложках InP [1–3] и нитридных гетероструктур (In,Ga,Al)N на подложках Al₂O₃, SiC и Si (далее арсенидные и нитридные НЕМТ соответственно) в эти годы возрастали наиболее высокими темпами (рис. 1) [4]. Это стало возможным в результате развития технологии изготовления транзисторов:

– снижения сопротивления омических контактов путем освое-

ния технологии повторного выращивания высоколегированного контактного слоя n⁺-InGaAs или n⁺-GaN;

– создания как для арсенидных, так и для нитридных НЕМТ самосовмещенной технологии изготовления затворов и контактов, минимизирующих сопротивление канала транзистора;

– уменьшения длины затворов до 20 нм [4, 5].

Однако, как можно видеть из рис. 1, рост предельной частоты передачи тока f_T InP НЕМТ остановился на отметке $f_T = 688$ ГГц уже в 2011 г. [3], а нитридные НЕМТ после достижения $f_T = 454$ ГГц в 2013 г. [4] также, по-видимому, исчерпали возможности для развития.

Цель работы — анализ причин сложившейся ситуации и возмож-

Проведены расчетно-аналитические исследования предельных возможностей полевых транзисторов с двумерным электронным газом (НЕМТ) на арсенидных и нитридных гетероструктурах. Показано, что частотный предел таких приборов уже достигнут. Ограничения на предельные частоты имеют физический характер, связанный с конструкцией приборов, а не со свойствами полупроводников. В частности, установлено, что определяющим параметром в данном случае является произведение $t_B C_{gd}$ (где t_B — расстояние от затвора до двумерного электронного газа; C_{gd} — общая емкость между затвором и стоком), технологические возможности минимизации которого, по-видимому, уже исчерпаны. Поэтому можно считать, что наиболее быстродействующими транзисторами на сегодняшний день являются рНЕМТ на подложках InP, а наиболее мощными — нитридные НЕМТ на SiC. Кроме того, показано, что пробивные напряжения и удельные мощностные параметры нитридных НЕМТ при заданной рабочей частоте определяются толщиной барьерного слоя гетероструктур, улучшаясь при его уменьшении. Это требует разработки эффективных нитридных наногетероструктур с t_B менее 10 нм. В этом плане вне конкуренции представляются гетероструктуры AlN/GaN благодаря высоким параметрам двумерного электронного газа и сравнительной простоте ростового процесса.

Ключевые слова: арсенидные и нитридные гетероструктуры, пробивное напряжение.

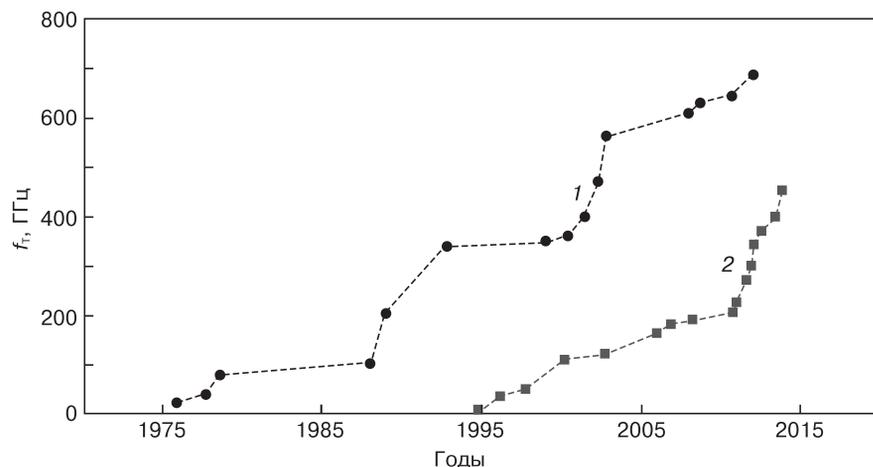


Рис. 1. Динамика повышения предельной частоты арсенидных и нитридных НЕМТ [4]:

1 — In_xGa_{1-x}As; 2 — GaN

Fig. 1. Dynamics of the limit frequency of arsenide and nitride HEMT [4]: (1) In_xGa_{1-x}As and (2) GaN

Федоров Юрий Владимирович — главный конструктор, зам. директора; **Михайлович Сергей Викторович** — младший научный сотрудник, лаб. 102.

ностей дальнейшего повышения частот арсенидных и нитридных НЕМТ, а также сравнение их достижимых параметров.

Предельные СВЧ–параметры полевых транзисторов с двумерным электронным газом

Исследование предельных СВЧ–параметров НЕМТ удобно проводить на основе его эквивалентной схемы (рис. 2, [5]), на которой показаны внутренние и внешние паразитные элементы, определяющие его работу. Обычно считают, что предельная частота передачи по току f_T полевого транзистора определяется суммарным временем перезарядки τ_{tot} внутренних и внешних емкостей, т. е. $f_T = 1/2\pi\tau_{tot}$, где $\tau_{tot} = \tau_{int} + \tau_{ext} + \tau_{par}$ может быть представлено следующим образом [4]:

$$\tau_{tot} = \frac{C_{gsi} + C_{gdi}}{G_{mi}} + \frac{C_{gsext} + C_{gdext}}{G_{mi}} + (R_s + R_d) \left[C_{gd} + (C_{gs} + C_{gd}) \frac{G_d}{G_{mi}} \right], \quad (1)$$

где G_{mi} — внутренняя крутизна; G_d — выходная проводимость НЕМТ; $C_{gd} = C_{gdext} + C_{gdi}$ — общая емкость затвор–сток; $C_{gs} = C_{gsext} + C_{gsi}$ — общая емкость затвор–исток; R_s, R_d — сопротивления истока и стока соответственно.

Очевидно, что для повышения быстродействия НЕМТ необходимо уменьшать его паразитные емкости и сопротивления, а также повышать внутреннюю крутизну G_{mi} , на что и нацелено в последние годы развитие технологии как арсенидных, так и нитридных НЕМТ.

Используя формулу (1) после несложных преобразований с учетом известных соотношений

$$\frac{G_{mi}}{C_{gsi}} = \frac{V_{e-dr}}{L_G},$$

$$C_{gsi} = \epsilon_0 \epsilon_B W_G \frac{L_G}{t_B},$$

можно получить следующее выражение, описывающее зависимость произведения $f_T L_G$ (коэффициента качества НЕМТ) от аспектного отношения $K_{acп} = L_G/t_B$:

$$f_T L_G = \frac{V_{e-dr}}{2\pi} \left\{ 1 + (R_s + R_d) G_d + \frac{C_{gd} [1 + (R_s + R_d)(G_{mi} + G_d)] + C_{gsext} (R_s + R_d) G_d}{\epsilon_0 \epsilon_B W_G \frac{L_G}{t_B}} \right\}^{-1}. \quad (2)$$

Здесь V_{e-dr} — эффективная дрейфовая скорость электронов под затвором транзистора; t_B — расстоя-

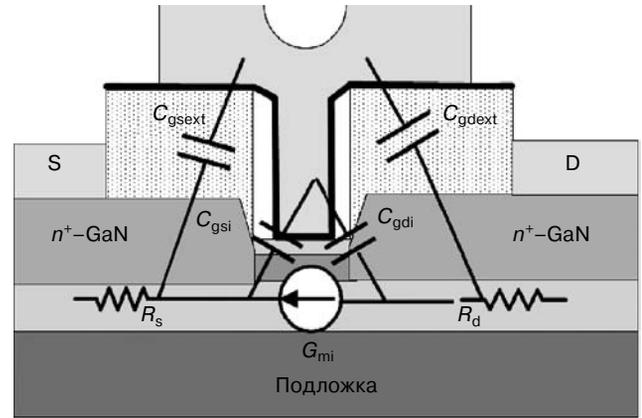


Рис. 2. Эквивалентная схема НЕМТ с паразитными элементами [5]
Fig. 2. Equivalent electrical diagram of HEMT with parasitic elements [5]

ние от затвора до двумерного электронного газа, примерно равное толщине барьерного слоя гетероструктуры; ϵ_B — диэлектрическая проницаемость барьера; W_G, L_G — ширина и длина затвора соответственно.

Экспериментальные зависимости произведения $f_T L_G$ от аспектного отношения L_G/t_B широко используют для сравнения качества транзисторов при отработке их технологии. Однако в явном виде выражение (2), по–видимому, впервые представлено в настоящей работе. Рассмотрим его применимость для анализа реальных приборов на основе имеющихся литературных данных. Для этой цели используем результаты работы [6], где на основании анализа многочисленных экспериментальных данных для нитридных НЕМТ получено следующее эмпирическое выражение:

$$f_T = \frac{19,8}{L_G + 5,1t_B}, \quad (3)$$

где f_T выражены в ГГц, а L_G и t_B — в мкм. Умножив обе части на L_G , получим

$$f_T L_G = \frac{19,8}{1 + 5,1 \frac{t_B}{L_G}} \text{ [ГГц} \cdot \text{мкм]}. \quad (4)$$

Кроме того, в работе [6] приведен график экспериментальной зависимости R_{ds} от L_G/t_B , которая была экстраполирована следующим эмпирическим выражением:

$$R_{ds} = 6,5 \cdot 10^{0,065 \frac{L_G}{t_B}} \text{ [Ом} \cdot \text{мм]}. \quad (5)$$

Используем этот результат, подставив его вместо $G_d = 1/R_{ds}$ в формулу (2). Данная зависимость R_{ds} от L_G/t_B учитывает в явном виде короткоканальные эффекты при уменьшении длины затвора транзисторов. Кроме того, выразим сумму $(R_s + R_d)$ в формуле (2) через удельное сопротивление омических контактов $R_{к_уд}$ [Ом · мм] и удельное слоевое сопротивление гетероструктуры $R_{сл_уд}$ [Ом/□] в виде

$$R_s + R_d = 2R_{к_уд} + d_k R_{сл_уд} [\text{Ом} \cdot \text{мм}],$$

где d_k — сумма расстояний исток–затвор и затвор–сток транзистора в мм. Учтем также, переходя к удельным величинам емкостей в размерности

[пФ/мм], что в этом случае $C_{gsi_уд} = 8,85 \cdot 10^{-3} \epsilon_B \frac{L_G}{t_B}$.

Окончательно получим выражение для $f_T L_G$ [ГГц × мкм] в следующем виде:

$$f_T L_G = 10^{-5} \frac{V_{e_dr}}{2\pi} \left[1 + a(x) + \frac{b(x)}{x} \right]^{-1}, [\text{ГГц} \cdot \text{мкм}], (6)$$

где $x = \frac{L_G}{t_B}$; $[V_{e_dr}]$ — см/с;

$$a(x) = \frac{2R_{к_уд} + d_k R_{сл_уд}}{6,5} \cdot 10^{-0,065x};$$

$$b(x) = \frac{C_{gd_уд} \left[1 + G_{mi_уд} (2R_{к_уд} + d_k R_{сл_уд}) + a(x) \right] + C_{gsxt_уд} a(x)}{0,00885\epsilon_B}.$$

Считаем, что выражение (6) должно быть пригодно как для арсенидных, так и для нитридных НЕМТ. Это будет в дальнейшем проверено путем сравнения расчетных данных с экспериментальными результатами. При этом максимально будем использовать параметры транзисторов, приведенные в соответствующих работах или типичные для аналогичных приборов. Наборы использованных расчетных параметров приведены в таблице.

Нитридные НЕМТ

Для варианта 1 выбраны параметры расчетов на наилучшее соответствие с формулой (4), основанной на экстраполяции параметров большого количества нитридных НЕМТ [6]. Отклонение величин $f_T L_G$, полученных по формулам (4) и (6), не превышало 1 % в диапазоне L_G/t_B от 1 до 100. Как видно из данных таблицы, использованные в расчете величины $R_{к_уд} = 0,4 \text{ Ом} \cdot \text{мм}$, $R_{сл_уд} = 300 \text{ Ом}/\square$, $d_k = 2 \cdot 10^{-3} \text{ мм}$ и $G_{mi} = 400 \text{ мСм}/\text{мм}$ характерны для нитридных НЕМТ, изготовленных по «старой» технологии с вжигаемыми омическими контактами. Это неудивительно, поскольку на момент публикации работы [6] никакой другой технологии еще не существовало. Следует отметить, что «подгоночная» дрейфовая скорость электронов $V_{e_dr} = 1,216 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{с}$ также близка к значению $1,24 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{с}$, приведенному в референсной работе [6].

В варианте 2 использован набор параметров подгонки формулы (6) к более современным результатам для нитридных

НЕМТ, приведенным в работе [7]. В данном случае уже использовали современную самосовмещенную технологию с невжигаемыми омическими контактами с доразращиванием контактного n^+ -GaN-слоя в установке молекулярно–лучевой эпитаксии, характеризующуюся предельно малыми значениями контактного сопротивления (порядка $0,1 \text{ Ом} \cdot \text{мм}$), высокой внутренней крутизной $G_{mi_уд} = 1 \text{ См}/\text{мм}$ и малыми расстояниями исток–затвор и затвор–сток ($0,12 \text{ мкм}$). Как видно из рис. 3, результат расчетов по формуле (6) с такими параметрами хорошо совпадает с экспериментальными данными, приведенными в работе [7].

Отметим характерный ход зависимости $f_T L_G$ от аспектного отношения L_G/t_B , а именно: практически пропорциональное падение произведения $f_T L_G$ при низких значениях аспектного отношения. Это означает, что рост f_T при уменьшении L_G практически прекращается. Это отчетливо видно на рис. 4, где в явном виде построены зависимости f_T от L_G для рассмотренных выше вариантов 1 и 2. Эти зависимости $f_T(L_G)$ получены простым делением левой и правой частей формулы (6) на L_G . Дополнительно приведена аналогичная зависимость, полученная для параметров (см.

таблицу, вариант 3) рекордного по частоте нитридного НЕМТ ($f_T = 454 \text{ ГГц}$, $f_{max} = 444 \text{ ГГц}$), подробно описанного и исследованного в работе [7]. На рис. 4 также приведены точки, полученные экспериментально. Как видно из рис. 4, ни одна из построенных зависимостей не достигает 1 ТГц , даже при уменьшении длины затвора до 10 нм . Интересно, что если даже «обнулить» в выражении (6) величины $R_{к_уд}$ и $R_{сл_уд}$ (технологический предел), то получим зависимость вида

$$f_T = 10^{-5} \frac{V_{e_dr}}{2\pi} \left(L_G + \frac{C_{gd_уд}}{0,00885\epsilon_B} t_B \right)^{-1},$$

которая при $L_G = 0$ дает конечную величину $f_{T_пред} = 10^{-5} \frac{V_{e_dr}}{2\pi} \frac{0,00885\epsilon_B}{t_B C_{gd_уд}}$.

Параметры НЕМТ, использованные в расчетах [HEMT parameters used in the calculation]

Параметр	Вариант 1 (Al,GaN)	Вариант 2 (Al,GaN)	Вариант 3 (Al,GaN)	Вариант 4 (In,Al,Ga)As
$R_{к_уд}$, Ом · мм	0,4	0,1	0,085	0,05
$R_{сл_уд}$, Ом/□	300	300	320	150
d_k , мкм	2	0,12	0,1	0,1
$G_{mi_уд}$, См/мм	0,4	1,0	1,25	2,5
$C_{gd_уд}$, пФ/мм	0,23	0,23	0,85	1,5
$C_{gsxt_уд}$, пФ/мм	0,12	0,12	0,12	0,12
ϵ_B	10	10	10	13
V_{e_dr} , $10^7 \text{ см}/\text{с}$	1,216	1,5	2,8	4

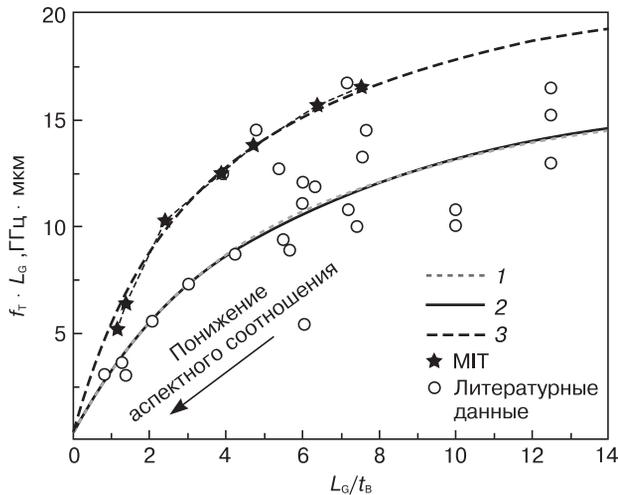


Рис. 3. Расчетные зависимости $f_T L_G$ от аспектного отношения L_G/t_B : 1 — эмпирическая зависимость [6]; 2 — вариант 1; 3 — вариант 2. Точки — данные работы [7]
 Fig. 3. Theoretical $f_T L_G$ as a function of the L_G/t_B aspect ratio: (1) experimental function [6], (2) option 1 and (3) option 2. Points are data of earlier work [7]

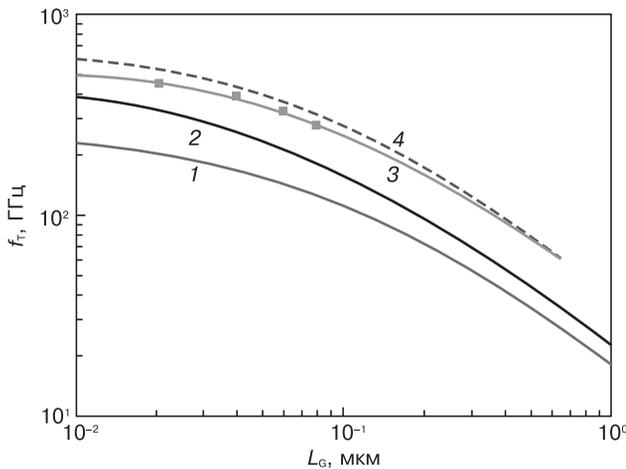


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные (точки [7]) зависимости f_T от L_G : 1 — вариант 1; 2 — вариант 2; 3 — вариант 3; 4 — предельная кривая при $R_K = R_l = 0$
 Fig. 4. Theoretical and experimental (points [7]) f_T as a function of L_G : (1) option 1, (2) option 2, (3) option 3 and (4) limit curve for $R_K = R_{cl} = 0$

Если возьмем толщину барьера рекордного НЕМТ [7] $t_B = 0,006$ мкм, а $C_{gd_уд} = 0,85$ пФ/мм из соответствующих подгоночных параметров (вариант 3), то получим значение $f_{T_пред} = 774$ ГГц, что значительно меньше 1 ТГц. Следует отметить, что «подгоночная» величина $C_{gd_уд}$ для варианта 3 кажется аномально высокой, поскольку значение $C_{gdi_уд}$ для моделей предельных по частоте НЕМТ после деэMBEDДИНГА (*de-embedding*), приведенные в работе [7], примерно в 7—8 раз ниже. Однако приведенные в работе [7] параметры моделей для НЕМТ с $L_G = 20$ нм не являются масштабируемыми, т. е. не позволяют получить измеренные значения f_T при больших величинах $L_G = 40, 60$ и 80 нм, а следовательно, вызывают определенные сомнения. «Уложить» все

эти точки на одну кривую удалось только при $C_{gd_уд} = 0,85$ пФ/мм. Причем все остальные параметры расчетов в точности соответствуют данным работы [7]. Поэтому значение $C_{gd_уд} = 0,85$ пФ/мм представляется более достоверным.

Таким образом, основным препятствием на пути повышения предельных частот НЕМТ на нитридных гетероструктурах более 1 ТГц является слишком большая величина $t_B C_{gd_уд}$. Возможность ее минимизации за счет уменьшения толщины барьерного слоя нитридных гетероструктур будет рассмотрена ниже.

Арсенидные НЕМТ на подложках InP

Для арсенидных НЕМТ и рНЕМТ на подложках InP, как и в случае нитридных НЕМТ, рост значения f_T с уменьшением длины затвора также замедляется. Для примера можно привести экспериментальные зависимости (рис. 5), представленные в работе [1], и результаты расчетов по формуле (6) (вариант 4). К сожалению, из-за отсутствия достаточного объема экспериментальных данных, в первую очередь это касается учета короткоканальных эффектов, точность проведенных расчетов невелика, но общий ход зависимости подтверждается. Очевидно, что для уменьшения короткоканальных эффектов необходимо приближение затвора к каналу транзистора, т. е. снижение толщины барьерного слоя. Однако в гетероструктурах с рекордными частотными параметрами рНЕМТ на подложках InP уже используется предельно тонкий барьерный слой InP толщиной всего 2 нм [3], который расположен непосредственно над каналом InAs толщиной 5—10 нм, обеспечивающим максимально возможную дрейфовую скорость электронов $(3-4) \cdot 10^7$ см/с в совокупности с очень

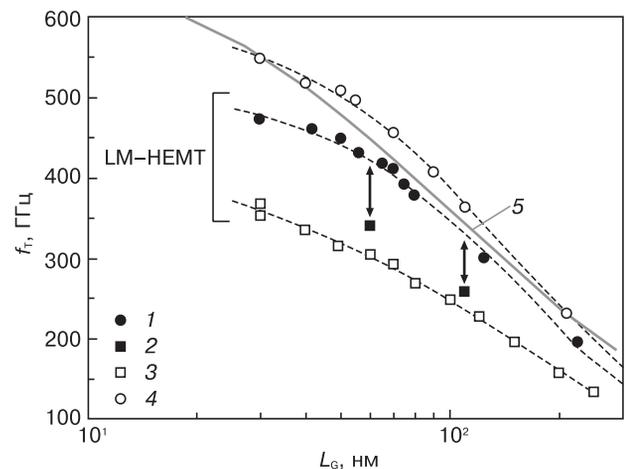


Рис. 5. Зависимости f_T от длины затвора G для арсенидных НЕМТ (1, 2) и рНЕМТ (4) на подложках InP [1]: 1 — $d = 13$ нм, $L_G = 50$ нм; 2 — $d = 13$ нм, $L_G = 190$ нм; 3 — $d = 13$ нм, $L_G = 180$ нм; 4 — $d = 12$ нм, $L_G = 80$ нм; 5 — расчет по формуле (6) для варианта 4 (см. таблицу)
 Fig. 5. f_T as a function of gate length for (1 and 2) arsenide HEMT and (4) pHEMT on InP substrates [1]: (1) $d = 13$ нм, $L_G = 50$ нм; (2) $d = 13$ нм, $L_G = 190$ нм; (3) $d = 13$ нм, $L_G = 180$ нм; (4) $d = 12$ нм, $L_G = 80$ нм; (5) calculated using Eq. (6) for option 4 (see Table)

высокой подвижностью $\mu_e = 13000 \text{ В}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ [8, 9]. Это и обуславливает рекордные частотные параметры рНЕМТ с каналом InAs, которые на сегодняшний день являются непревзойденными. Хотя терагерцовый предел для значений f_T так и остается непреодоленным, по-видимому, из-за невозможности избавиться от задержек времени, связанных с перезарядкой C_{gd} .

Зависимость мощностных параметров нитридных НЕМТ от толщины барьерного слоя гетероструктур

Такая зависимость должна обязательно учитываться при выборе рабочего материала для изготовления приборов с заданными свойствами. Из-за отсутствия развитой теории нитридных НЕМТ использовали эмпирические данные, основанные на усреднении многочисленных экспериментальных результатов, представленных в работе [6].

Кроме уже использованных выше эмпирических зависимостей f_T от L_G и t_B , а также R_{ds} — от аспектного отношения $K_{\text{кан}} = L_G/t_B$, важным результатом работы [6] является график зависимости $U_{\text{пр}}$ от L_G/t_B , представленный на рис. 6, который был аппроксимирован выражением

$$U_{\text{пр}} = 7,3(K_{\text{кан}} - 2,5)^{0,52}, \text{ В.} \quad (7)$$

Как известно, максимальная выходная мощность, которая может быть получена для идеального транзистора, равна

$$P_{\text{max}} = \frac{I_{\text{нас}}(U_{\text{пр}} - U_{\text{нас}})}{8}, \quad (8)$$

где $I_{\text{нас}}$ — ток насыщения; $U_{\text{пр}}$ — напряжение пробоя; $U_{\text{нас}}$ — напряжение насыщения. При этом со-

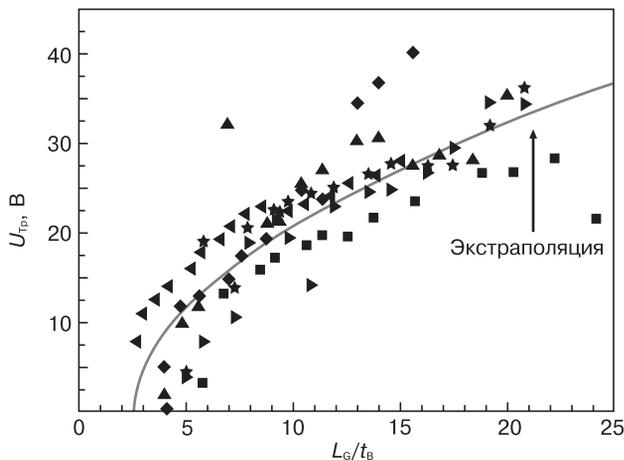


Рис. 6. Зависимость пробивного напряжения $U_{\text{пр}}$ нитридных НЕМТ от аспектного отношения L_G/t_B :

точки — экспериментальные значения работы [6]; линия — аппроксимация $U_{\text{пр}} = 7,3(K_{\text{кан}} - 2,5)^{0,52}$

Fig. 6. Breakdown voltage U_{bd} of nitride HEMT as a function of the L_G/t_B aspect ratio: points are experimental data of earlier work [6]; solid curve is approximation for $U_{\text{bd}} = 7,3(K_{\text{asp}} - 2,5)^{0,52}$

противление, соответствующее нагрузочной прямой при максимальной мощности, можно описать соотношением

$$P_{\text{н.макс}} = \frac{U_{\text{пр}} - U_{\text{нас}}}{I_{\text{нас}}}. \quad (9)$$

Реальный транзистор имеет выходную проводимость G_d , которая учитывается при помощи добавления в модель идеального полевого транзистора сопротивления R_{ds} , параллельного нагрузке, причем $R_{ds} = 1/G_d$. Таким образом, сопротивление, определяющее нагрузочную прямую $R_{\text{н.макс}}$, одновременно должно удовлетворять соотношению

$$P_{\text{н.макс}} = \frac{R_{ds}R_{\text{н}}}{R_{ds} + R_{\text{н}}}, \quad (10)$$

где $R_{\text{н}}$ — сопротивление нагрузки; R_{ds} — внутреннее сопротивление транзистора, определяющее его выходную проводимость. В этом случае полная мощность распределяется между мощностью, выделяемой в нагрузку («полезная»), и мощностью, которая отбирается сопротивлением R_{ds} («паразитная»). Путем несложных преобразований можно получить, что мощность, выделяемая в нагрузку, с учетом уравнений (7)—(9) описывается выражением

$$P_{\text{н}} = \frac{I_{\text{нас}}(U_{\text{пр}} - U_{\text{нас}})}{8} \left(1 - \frac{U_{\text{пр}} - U_{\text{нас}}}{I_{\text{нас}}R_{ds}} \right). \quad (11)$$

При этом оптимальное сопротивление нагрузки определяется как

$$P_{\text{н.опт}} = \frac{1}{\frac{I_{\text{нас}}}{U_{\text{пр}} - U_{\text{нас}}} - \frac{1}{R_{ds}}}. \quad (12)$$

При $R_{ds} \rightarrow \infty$ выражения (11) и (12) преобразуются в уравнения (8) и (9) соответственно.

Продифференцировав выражение (11) по R_{ds} , можно показать, что максимальная мощность в нагрузке достигается при $R_{ds} = \frac{2(U_{\text{пр}} - U_{\text{нас}})}{I_{\text{нас}}}$. В этом

случае $R_{\text{н.опт}} = R_{ds}$, а выражение (11) сводится к следующей простой формуле:

$$P_{\text{н.макс}} = \frac{I_{\text{нас}}^2 R_{ds}}{32}. \quad (13)$$

Если считать, что ток насыщения $I_{\text{нас}}$ пропорционален W_G , сопротивление R_{ds} обратно пропорционально W_G , а напряжения пробоя $U_{\text{пр}}$ и насыщения $U_{\text{нас}}$ не зависят от ширины затвора, то путем подстановки соответствующей аппроксимации (5) в формулу (13) получим следующее выражение для максимальной удельной мощности в нагрузке:

$$P_{\text{н.макс.уд}} = \frac{I_{\text{нас.уд}}^2}{32} \cdot 6,5 \cdot 10^{0,065} K_{\text{бар}}. \quad (14)$$

Очень важно отметить интересный результат, который мы получили: максимальная удельная мощность нитридных НЕМТ определяется не только максимальным удельным током, т. е. параметрами гетероструктуры, но и аспектным отношением L_G/t_B . Кроме того, поскольку при заданной частоте отсечки тока f_T одновременно задана и требуемая длина затвора L_G , то единственным способом повышения $P_{н.макс.уд}$ является уменьшение толщины гетероструктуры t_B , при условии сохранения $I_{нас.уд}$, что стимулирует разработку эффективных наногетероструктур (Al,Ga,In)N.

Этот результат наглядно показан на рис. 7, где построены одновременно возможные расчетные параметры транзисторов с использованием выражений (6) и (13) в координатах t_B-L_G . Как видно из рис. 7, для повышения предельных частот, удельных мощ-

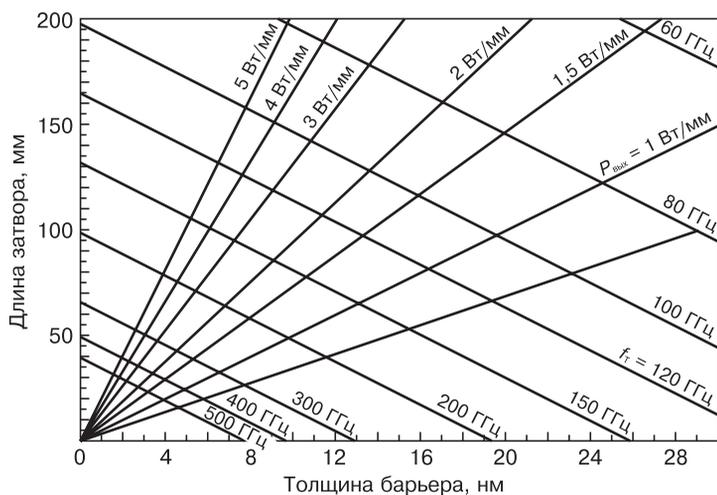


Рис. 7. Карта изолиний f_T и $P_{н.макс.уд}$ для нитридных НЕМТ при $I_{нас} = 1,6$ А/мм
 Fig. 7. Map of the f_T and $P_{н.макс.уд}$ for HEMT at $I_{sat} = 1.6$ А/мм

ностей и пробивных напряжений нитридных НЕМТ следует применять более тонкие гетероструктуры, допустимая толщина барьера t_B которых резко уменьшается при повышении f_T . Так, если для W-диапазона (75—110 ГГц) можно использовать гетероструктуры с t_B от минимально возможных значений до 22 нм, то для достижения $f_T > 400$ ГГц необходимо использовать только гетероструктуры с $t_B < 6$ нм. Это хорошо согласуется с параметрами гетероструктур, представленными в современных работах [4, 5, 7] при получении предельных частотных параметров нитридных НЕМТ.

Высокие напряжение пробоя и f_T являются основными качествами транзистора при усилении мощности. В этом плане важной характеристикой является критерий Джонсона (*Johnson's figure of merit*), который определяется как произведение $f_T U_{пр}$. На рис. 8 представлена зависимость $U_{пр}$ от f_T для СВЧ-приборов на основе различных материалов. Из рис. 8 видно, что уменьшение толщины барьерного слоя гетероструктуры AlGaIn/GaN приводит к увеличению как f_T , так и напряжения пробоя. Из этого следует, что использование более «тонких» нитридных гетероструктур выгодно в плане получения высоких значений выходной мощности как на больших частотах (100 ГГц и более), так и на малых (1—10 ГГц). В этом отношении нитридные НЕМТ, как видно из рис. 8, не имеют себе равных, по крайней мере в диапазоне частот до ~400 ГГц при $t_B = 6$ нм и до 700 ГГц при $t_B = 3$ нм. Правда, получение таких высоких рабочих частот для нитридных НЕМТ в планарной геометрии, как было показано выше, невозможно.

Заключение

Показано, что с большой уверенностью можно утверждать, что частотный предел НЕМТ на арсенидных и нитридных гетероструктурах уже достигнут. Ограничения на предельные частоты имеют физический характер, связанный с конструкцией приборов, а не со свойствами полупроводников. В частности, определяющим параметром в данном случае является произведение $t_B C_{gd}$, технологические возможности минимизации которого, по-видимому, уже исчерпаны. Установлено, что наиболее быстродействующими транзисторами являются рНЕМТ на подложках InP, а наиболее мощными — НЕМТ на нитридных гетероструктурах на SiC. Однако пробивные напряжения и удельные мощностные параметры НЕМТ на нитридных гетероструктурах при заданной рабочей частоте определяются толщиной барьерного слоя гетероструктур, улучшаясь при его уменьшении. Это требует

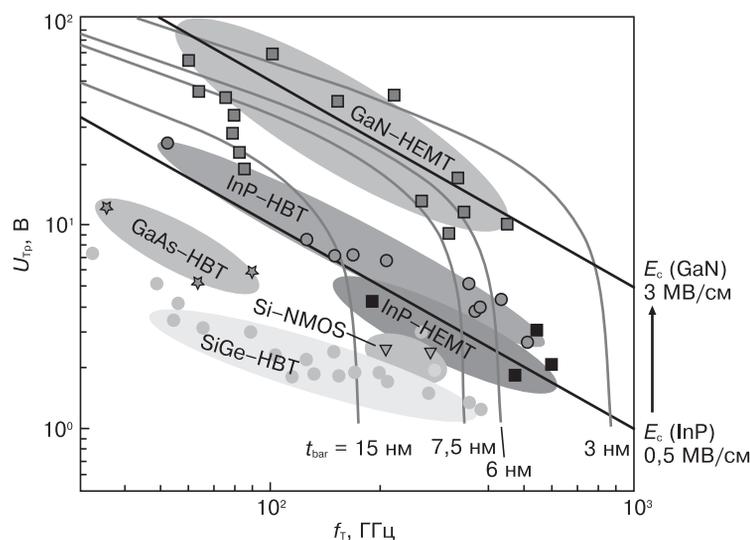


Рис. 8. Зависимость пробивного напряжения $U_{пр}$ от значения отсечки усиления по току f_T для СВЧ-приборов на основе различных материалов (серый цвет — расчет для нитридных НЕМТ при $t_B = 3, 6, 7,5$ и 15 нм)
 Fig. 8. Breakdown voltage U_{bd} as a function of cutoff current amplification f_T for RF devices on the basis of different materials (gray curve is a calculation for nitride HEMT at $t_B = 3, 6, 7.5$ and 15 nm)

разработки эффективных нитридных наногетероструктур с t_B менее 10 нм. В этом плане вне конкуренции находятся гетероструктуры AlN/GaN благодаря малой толщине, высоким параметрам двумерного электронного газа и сравнительной простоте ростового процесса.

Библиографический список

1. **Shinohara, K.** Nano-gate transistor — world's fastest InP-HEMT / K. Shinohara, T. Matsui // *J. National Institute of Information and Communications Technol.* – 2004. – V. 51, N 1/2. – P. 95–102.
2. **Waldron, N.** A self-fligned InGaAs HEMT architecture for logic applications / N. Waldron, D.-H. Kim, J. A. del Alamo // *IEEE Transactions on Electron Devices.* – 2010. – V. 57, N 1. – P. 297–304.
3. **Kim, D.-H.** $f_T = 688$ GHz and $f_{max} = 800$ GHz in $L_g = 40$ nm $In_{0.7}Ga_{0.3}As$ MHEMTs with $gm_{max} > 2.7$ mS/ μm / D.-H. Kim, B. Brar, J. A. del Alamo // 2011. *IEEE International Electron Devices Meeting.* – 2011. – P. 13.6.1–13.6.4.
4. **Lee, D. S.** GaN high electron mobility transistors for sub-millimeter wave applications / D. S. Lee, Z. Liu, T. Palacios // *Jap. J. Appl. Phys.* – 2014. – V. 53, N 10. – P. 100212.
5. **Huang, T.** DC and RF performance of gate-last AlN/GaN MOSHEMTs on Si with regrown source/drain / T. Huang, Z. J. Liu, X. Zhu, J. Ma, X. Lu, K. M. Lau // *IEEE Transactions on Electron Devices.* – 2013. – V. 60, N 10. – P. 3019–3024.
6. **Jessen, G. H.** Short-channel effect limitations on high-frequency operation of AlGaIn/GaN HEMTs for T-gate devices / G. H. Jessen, R. C. Fitch, J. K. Gillespie, G. Via, A. Crespo, D. Langley, D. J. Denninghoff, M. Trejo, E. R. Heller // *IEEE Transactions on Electron Devices.* – 2007. – V. 54, N 10. – P. 2589–2597.
7. **Shinohara, K.** Scaling of GaN HEMTs and Schottky diodes for submillimeter-wave MMIC applications / K. Shinohara, D. C. Regan, Y. Tang, A. L. Corrion, D. F. Brown, J. C. Wong, J. F. Robinson, H. H. Fung, A. Schmitz, T. C. Oh, S. J. Kim, P. S. Chen, R. G. Nagele, A. D. Margomenos, M. Micovic // *IEEE Transactions on Electron Devices.* – 2013. – V. 60, N 10. – P. 2982–2996.
8. **Egard, M.** High transconductance self-aligned gate-last surface channel $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ MOSFET / M. Egard, L. Ohlsson, B. M. Borg, F. Lenrick, R. Wallenberg, L.-E. Wernersson, E. Lind // 2011. *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM).* – 2011. – P. 13.2.1–13.2.4.
9. **Kim, T.-W.** ETB-QW InAs MOSFET with scaled body for improved electrostatics / T.-W. Kim, D.-H. Kim, D.-H. Koh, R. J. W. Hill, R. T. P. Lee, M. H. Wong, T. Cunningham, J. A. del Alamo, S. K. Banerjee, S. Oktyabrsky, A. Greene, Y. Ohsawa, Y. Trickett, G. Nakamura, Q. Li, K. M. Lau, C. Hobbs, P. D. Kirsch, R. Jammy // 2012 *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM).* – 2012. – P. 32.3.1–32.3.4.

Статья написана по материалам междисциплинарного научно-практического семинара «Математическое моделирование в материаловедении электронных наноструктур», проведенного в ВЦ РАН имени А. А. Дородницына

Статья поступила в редакцию 03 февраля 2015 г.

ISSN 1609–3577 Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoi tekhniki = Materials of Electronics Engineering. 2015, vol. 18, no. 1, pp. 16–22.

Nitride HEMTs VS Arsenides: the Ultimate Battle?

Yurii Vladimirovich Fedorov¹ — Chief Designer, R&D head; **Sergei Viktorovich Mikhaylovich**¹ — Junior Researcher

¹*Institute of Ultra-High Frequency Semiconductor Electronics Russian Academy of Sciences, 7/5 Nagornyi proezd, Moscow 117105, Russia*

Abstract. In this paper, we have studied the limit capabilities of nitride and arsenide HEMTs and shown that the frequency limit of these devices has already been reached. The nature of these frequency constraints arise from device design rather than from semiconductor properties. In particular we have established that the product tBC_dg is the critical parameter which could not be minimized any further technologically. In summary it could be stated that nowadays InP pHEMTs offer the highest frequencies and GaN HEMTs on SiC substrate are the most powerful devices. In addition we have shown that the breakdown voltages and power density of nitride HEMTs at a given operating frequency are controlled by heterostructure barrier layer thickness, increasing with decrease of the latter. Therefore it is necessary to develop high efficiency nitride nanoheterostructures with t_B less than 10 nm. In this respect the AlN/GaN heterostructures are beyond comparison due to the good performance of 2D gas and relative simplicity of growth process.

Key words: arsenide and nitride heterostructures, breakdown voltage.

References

1. Shinohara K., Matsui T. Nano-gate transistor — world's fastest InP-HEMT. *J. National Institute of Information and Communications Technol.* 2004, vol. 51, no. 1/2, pp. 95–102.
2. Waldron N., Kim D.-H., del Alamo J. A. A self-fligned In-GaAs HEMT architecture for logic applications. *IEEE Transactions on Electron Devices.* 2010, vol. 57, no. 1, pp. 297–304. DOI: 10.1109/TED.2009.2035031
3. Kim D.-H., Brar B., del Alamo J. A. $f_T = 688$ GHz and $f_{max} = 800$ GHz in $L_g = 40$ nm $In_{0.7}Ga_{0.3}As$ MHEMTs with $gm_{max} > 2.7$ mS/ μm . 2011. *IEEE International Electron Devices Meeting.* 2011, pp. 13.6.1–13.6.4. DOI: 10.1109/IEDM.2011.6131548

4. Lee D. S., Liu Z., Palacios T. GaN high electron mobility transistors for sub-millimeter wave applications. *Jap. J. Appl. Phys.* 2014, vol. 53, no. 10, p. 100212. doi:10.7567/JJAP.53.100212
5. Huang T., Liu Z. J., Zhu X., Ma J., Lu X., Lau K. M. DC and RF performance of gate-last AlN/GaN MOSHEMTs on Si with regrown source/drain. *IEEE Transactions on Electron Devices.* 2013, vol. 60, no. 10, pp. 3019–3024. DOI: 10.1109/TED.2013.2274656
6. Jessen G. H., Fitch R. C., Gillespie J. K., Via G., Crespo A., Langley D., Denninghoff D. J., Trejo M., Heller E. R. Short-channel effect limitations on high-frequency operation of AlGaIn/GaN HEMTs for T-gate devices. *IEEE Transactions on Electron Devices.* 2007, vol. 54, no. 10, pp. 2589–2597. DOI: 10.1109/TED.2007.904476
7. Shinohara K., Regan D. C., Tang Y., Corrion A. L., Brown D. F., Wong J. C., Robinson J. F., Fung H. H., Schmitz A., Oh T. C., Kim S. J., Chen P. S., Nagele R. G., Margomenos A. D., Micovi M. Scaling of GaN HEMTs and Schottky diodes for submillimeter-wave MMIC applications. *IEEE Transactions on Electron Devices.* 2013, vol. 60, no. 10, pp. 2982–2996. DOI: 10.1109/TED.2013.2268160
8. Egard M., Ohlsson L., Borg B. M., Lenrick F., Wallenberg R., Wernersson L.-E., Lind E. High transconductance self-aligned gate-last surface channel $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ MOSFET. 2011. *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM).* 2011, pp. 13.2.1–13.2.4. DOI: 10.1109/IEDM.2011.6131544
9. Kim T.-W., Kim D.-H., Koh D.-H., Hill R. J. W., Lee R. T. P., Wong M. H., Cunningham T., del Alamo J. A., Banerjee S. K., Oktyabrsky S., Greene A., Ohsawa Y., Trickett Y., Nakamura G., Li Q., Lau K. M., Hobbs C., Kirsch P. D., Jammy R. ETB-QW InAs MOSFET with scaled body for improved electrostatics. 2012 *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM).* 2012, p. 32.3.1–32.3.4. DOI: 10.1109/IEDM.2012.6479151

Acknowledgements. The article was written based on an interdisciplinary scientific and practical seminar «Mathematical Modeling in Materials electronic nanostructures», held in the Institution of Russian Academy of Sciences Dorodnicyn Computing Centre of RAS.

Received February 3, 2015