

Н. М. Гончарук, Н. Ф. Карушкин, В. В. Малышко, В. А. Ореховский

НИИ «Орион»

8а, ул. Э. Потье, Киев, 03057, Украина

E-mail: ndiorion@tsua.net

НИТРИДГАЛЛИЕВЫЙ ДИОД С ТУННЕЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ

Освоение субмиллиметрового диапазона частот вплоть до терагерцевого является одной из актуальных задач современной микро- и наноэлектроники. Повышению рабочей частоты существующих микроволновых диодов препятствует инерционность процессов переноса носителей заряда в них, среди которых туннелированию присущи наименьшие инерционность и уровень шумов. В данной работе впервые предложен и исследуется диод на основе однобарьерной наноструктуры с нерезонансным туннелированием электронов и их последующим дрейфом в пролетном слое. Исследования проводились в рамках модели малосигнального импеданса с учетом времени задержки инжекции электрона, которое сравнимо с его временем пролета для данного диода. Получены и исследованы зависимости микроволнового импеданса диода в диапазоне частот его отрицательной проводимости от угла пролета, диаметра и паразитного сопротивления диода при различных параметрах барьерного слоя, соответствующих времени задержки инжекции электрона от десятых долей до более 1 пс. Показано, что наибольшая отрицательная проводимость достигается при оптимальных значениях угла пролета и диаметра диода на частоте, близкой к четверти обратного времени инжекции. Она значительно превышает таковую для резонансно-туннельного диода при сравнении их шумовых характеристиках, что свидетельствует о перспективности использования данного диода в микроэлектронике. Проведенные исследования могут служить основой для создания нового типа диода субмиллиметрового диапазона, технология изготовления которого значительно проще таковой для резонансно-туннельного диода. Ил. 9. Табл. 1. Библиогр.: 9 назв.

Ключевые слова: моделирование микроволновых приборов, нитридгаллиевая наноструктура, одиночный потенциальный барьер, туннелирование электронов, малосигнальный импеданс диода, отрицательная проводимость.

Достигнутый в настоящее время достаточно высокий уровень технологии изготовления GaN/AlN гетероструктур позволяет производить такие структуры с шириной слоя до 1 нм. Продолжительность туннелирования электронов через одиночный AlGaIn потенциальный барьер такой ширины составляет несколько десятых долей пикосекунды. Это делает возможным создание на базе однобарьерной GaN/AlGaIn гетероструктуры микроволнового активного прибора терагерцевого диапазона частот с электронной нерезонансной туннельной инжекцией через AlGaIn потенциальный барьер и последующим дрейфом электронов в GaN пролетном слое. Механизмами переноса электронов, обуславливающими отрицательную проводимость в данном и резонансно-туннельном диоде, являются пролет электронов и задержка их туннельной инжекции. Для данного диода, в отличие от резонансно-туннельного, туннельная инжекция является нерезонансной, а инжекционная проводимость положительна. Несмотря на это, малосигнальная теория Зи [1], развитая для инжекционно-пролетного (*BARITT*) диода с положительной инжекционной проводимостью, была успешно применена при исследовании малосигнального импеданса резонансно-туннельного полупроводникового [2] и вакуумного [3] диодов с отрицательной инжекционной проводимостью. Время задержки инжекции электронов в исследуемом здесь диоде, в отличие от такового для *BARITT*-диоода [1], является сопоставимым с временем пролета электрона в дрейфовом слое и периодом переменного сигнала в диапазоне частот отрицательной проводимости диода [4, 5]. Поэтому представленная нами модель однобарьерного диода, в отличие от

модели Зи [1], включает эффекты времени задержки инжекции, как и в случае модели резонансно-туннельного диода [2]. Эти эффекты являются более значительными для данного диода, чем для резонансно-туннельного, для которого отношение времен туннельной инжекции и пролета существенно меньше [6].

1. Инжекционные характеристики диода.

Эта работа посвящена исследованию возможности получения микроволновой генерации диода с нерезонансной туннельной инжекцией электронов через одиночный потенциальный барьер, причем параметры и инжекционные характеристики барьера при постоянном токе, описанные и полученные в этом разделе, определяют режим микроволновой генерации диода. Характеристики независимой от времени туннельной инжекции через одиночный потенциальный барьер вычисляются в простом приближении, используемом в работе [7] при исследовании частотного предела генерации резонансно-туннельного диода. Изгиб зоны проводимости эмиттера на его границе со слоем потенциального барьера не учитывается в этой модели.

Энергетическая диаграмма исследуемого диода при отличном от нуля электрическом поле показана на рис. 1. Слои GaN, AlGaIn и GaN являются эмиттером, потенциальным барьером и дрейфовым слоем соответственно. Здесь b и d – ширина барьерного и дрейфового слоев, ϕ_0 и ϕ – высота барьера при нулевых и отличных от нуля электрическом поле и энергии электрона, E_c – энергия дна зоны проводимости эмиттера, E – компонента энергии электрона, перпендикулярная к инжектируемой поверхности, x – координата.

В принятом нами приближении плотность туннельного тока через потенциальный барьер шириной b и высотой ϕ

$$J = q\phi \exp(-4\pi b / \lambda) / 2\pi\hbar b^2. \quad (1)$$

Здесь $\lambda = h(2m\phi)^{-1/2}$ – длина волны де Бройля для электрона; туннелирующего через потенциальный барьер; h – постоянная Планка; q – заряд электрона; m – эффективная масса электрона в барьерном слое.

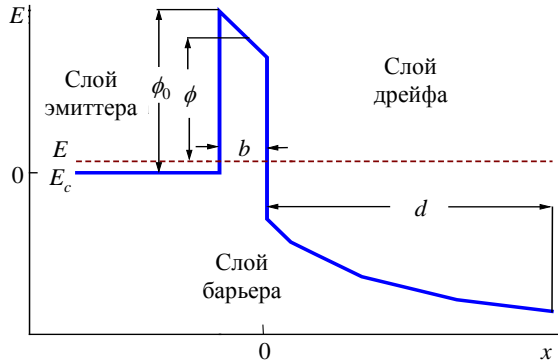


Рис. 1. Энергетическая диаграмма диода

В данной модели высота потенциального барьера для электронов, туннелирующих с энергией E при ненулевых значениях электрического поля, вычисляется как $\phi = \phi_0 - qV/2 - E$. Второе слагаемое в правой части этого выражения – понижение высоты барьера, обусловленное наличием электрического поля. Первое приближение для производной высоты барьера по напряжению $d\phi/dV \approx q/2$. Здесь $V = Fb\varepsilon_d / \varepsilon_b$ – падение напряжения на барьерном слое, F – независимое от времени электрическое поле на границе пролетного слоя со слоем потенциального барьера. В данном приближении величина электрического поля в слое барьера предполагается независимой от координаты. Обозначения ε_b и ε_d соответствуют относительным диэлектрическим проницаемостям барьерного и пролетного слоев. В принятом приближении туннельное сопротивление барьера на единицу площади, которое равно обратному значению производной плотности тока по напряжению, дается следующим выражением [7]:

$$R_b = 2\lambda b \exp(4\pi b / \lambda) / q^2. \quad (2)$$

Время туннелирования электрона через потенциальный барьер $\tau_b = R_b C_b$ [7], где емкость барьерного слоя на единицу площади $C_b = \varepsilon_b \varepsilon_0 / b$, ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума. Предполагая, что постоянное во времени электрическое поле не зависит от координаты в каждом слое, и учитывая вышеприведенные

выражения для τ_b , C_b и R_b и определение дифференциальной инжекционной проводимости диода $\sigma = dJ/dF$, получаем выражение для времени задержки инжекции $\tau_b = \varepsilon_0 \varepsilon_d / \sigma$.

Инжекционные характеристики рассчитывались при скорости дрейфа электронов в пролетном слое $1,7 \cdot 10^7$ см/с, эффективной массе электрона 0,2 и относительной диэлектрической проницаемости 8,9 для GaN и 0,48 и 8,5 соответственно для AlN и линейно зависящих от доли Al для AlGa_{1-x}N. Высота потенциального барьера при нулевом электрическом поле ϕ_0 определялась как разница энергии сродства к электрону в GaN и Al_xGa_{1-x}N, предполагая энергию сродства к электрону в GaN равной 3,4 эВ, а ее зависимость от фракции алюминия в соединении Al_xGa_{1-x}N – близкой к линейной [8].

Зависимости времени задержки инжекции от высоты потенциального барьера на рис. 2 вычислены из вышеприведенных формул при ширине барьера 1 и 2 нм. Время задержки инжекции увеличивается с увеличением ширины и высоты барьера в результате уменьшения его прозрачности. Зависимость времени задержки инжекции от высоты барьера сильнее при большей ширине барьера.

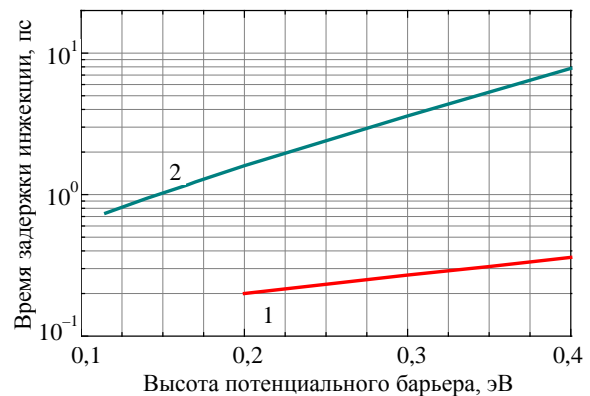


Рис. 2. Зависимости времени задержки инжекции электрона от высоты потенциального барьера при его ширине 1 нм (кривая 1) и 2 нм (кривая 2)

Параметры потенциального барьера и время задержки инжекции электрона для каждого из диодов, микроволновой импеданс которых исследуется ниже, приведены в таблице. Величина времени задержки инжекции составляет около 1/3 пс для первого диода, являющегося наиболее скоростным из имеющихся диодов, и более 1 пс для третьего, самого инерционного из них. Расчеты показали, что фракция Al в Al_xGa_{1-x}N барьерном слое изучаемых диодных структур с небольшой высотой потенциального барьера является достаточно малой, поэтому игнорирование нами явления поляризационного заряда в этом случае является весьма допустимым.

Параметры диодов и время задержки инжекции

Номер диода	Ширина барьера b , нм	Высота барьера ϕ_0 , эВ	Время инжекции τ_b , пс	Плотность тока J , кА/см ²
1	1	0,44	0,36	$1,7 \cdot 10^3$
2	2	0,30	0,73	$1,05 \cdot 10^2$

2. Малосигнальная модель микроволнового импеданса диода. Микроволновой импеданс диода исследовался в рамках малосигнальной теории Зи [1], но в малосигнальной модели данного диода, в отличие от [1], время задержки инжекции электрона учитывалось наряду с временем задержки его пролета в пролетном слое. В рамках этой модели полный ток диода и напряжение на нем представлялись в виде сумм независимых от времени составляющих и малосигнальных переменных во времени компонент:

$$I(t) = I_0 + i \exp(j\omega t), \quad (3)$$

$$V(t) = V_0 + \exp(j\omega t) \int_{-b}^d e(x) dx, \quad (3a)$$

где I_0 и V_0 – независимые от времени компоненты тока и напряжения; i и $e(x)$ – амплитуды малосигнальных переменных во времени тока и электрического поля в диодном сечении x ; $\omega = 2\pi f$ (f – частота переменного сигнала); j – мнимая единица; $x=0$ сечение диода, где имеет место инжекция электронов.

Амплитуда полного переменного тока в сечении x активного слоя диода является суммой амплитуд токов проводимости и индукции

$$i = i_c(x) + i_d(x), \quad (4)$$

где в пролетном слое

$$i_c(x) = \sigma \epsilon(0) \exp(-j\varphi) \exp[-j\omega\tau(x)], \quad (4a)$$

$$i_d(x) = j\omega\epsilon_d\epsilon_0 e(x). \quad (4b)$$

Здесь $\varphi = 2\pi f\tau_b$ – угол задержки инжекции электрона; $\tau(x) = x/v$ – время задержки фазы электронной волны в точке x пролетного слоя, которая обусловлена отличной от нуля продолжительностью электронного пролета от инжектируемой границы раздела барьерного и пролетного слоев; v – независимая от координаты скорость дрейфа электронов в пролетном слое.

Переменный инжекционный ток равен, с одной стороны, произведению коэффициента инжекции γ и полного переменного тока, а с другой, переменному току проводимости в сечении инжекции $x=0$, откуда

$$i_c(0) = \gamma i. \quad (5)$$

Решение системы уравнений (4)–(5) в сечении $x=0$ позволяет получить выражение для коэффициента инжекции

$$\gamma = [1 + j\omega\epsilon_0\epsilon_d \exp(j\varphi) / \sigma]^{-1}. \quad (6)$$

Множитель $\exp(j\varphi)$ отсутствует в аналогичном выражении для коэффициента инжекции, полученном Зи [1], который вполне оправданно для *BARITT*-диода пренебрег временем задержки инжекции электрона по сравнению с пролетным. Подстановка (5) в (4а), а затем (4а) и (4б) в (4) приводит к выражению для переменного электрического поля в пролетном слое

$$e(x) = i/[1 - \gamma \exp(-jx\omega/v)] / (j\omega\epsilon_0\epsilon_d). \quad (7)$$

Для слоя барьера решалась система уравнений, аналогичная (4)–(4б), но с ϵ_b вместо ϵ_d и при $x=0$, так как малосигнальное электрическое поле в этом слое предполагалось независимым от координаты. Полученное выражение для переменного электрического поля в барьерном слое имеет следующий вид:

$$e(x) = i / [\sigma \exp(-j\varphi) + j\omega\epsilon_0\epsilon_d]. \quad (7a)$$

Уравнения (7) и (7а) интегрировались по координате пролетного и барьерного слоев при постоянной скорости дрейфа электронов, учитывая, что время задержки инжекции $\tau_b = \epsilon_0\epsilon_d / \sigma$. В результате интегрирования были получены выражения для активной R и реактивной X компонент малосигнального импеданса диода:

$$R = a \frac{(1 - \varphi \sin \varphi)(1 - \cos \theta) + \varphi \cos \varphi \sin \theta}{1 + \varphi^2 - 2\varphi \sin \varphi} + \frac{b}{S\sigma} \frac{\cos \varphi}{1 - 2\varphi\epsilon_b\epsilon_d^{-1} \sin \varphi + (\varphi\epsilon_b\epsilon_d^{-1})^2} + R_s; \quad (8)$$

$$X = a \frac{(1 - \varphi \sin \varphi) \sin \theta + \varphi \cos \varphi (1 - \cos \theta)}{1 + \varphi^2 - 2\varphi \sin \varphi} + \frac{b}{S\sigma} \frac{\sin \varphi - \varphi\epsilon_b\epsilon_d^{-1}}{1 - 2\varphi\epsilon_b\epsilon_d^{-1} \sin \varphi + (\varphi\epsilon_b\epsilon_d^{-1})^2} - \frac{1}{\omega c_d}. \quad (9)$$

В выражениях для каждой из компонент импеданса диода, активной (8) или реактивной (9), первое слагаемое является соответствующей компонентой импеданса пролетного слоя и зависит от задержки обоих процессов как инжекции электронов, так их пролета. Второе слагаемое в формуле (8) или (9) является соответствующей компонентой импеданса барьерного слоя и зависит только от задержки инжекции электронов. В (8), (9) коэффициент $a = v / (\omega^2 S \epsilon_0 \epsilon_d)$, S – площадь поперечного сечения диода, $c_d = \epsilon_0 \epsilon_d S / d$ – холодная

емкость пролетного слоя, $\theta = \omega\tau_d$ и τ_d – угол и время пролета электроном дрейфового слоя, R_s – последовательное паразитное сопротивление контакта. Из анализа вышеприведенных выражений для компонент импеданса диода следует, что вклад активной или реактивной компонент импеданса дрейфового слоя превышает аналогичный вклад слоя инжекции в диапазоне частот отрицательной проводимости диода. Это главным образом обусловлено меньшей шириной барьерного слоя по сравнению с таковой слоя пролета. Увеличение скорости дрейфа электронов и уменьшение диаметра диода, как и уменьшение последовательного паразитного сопротивления контакта, должны способствовать повышению верхнего частотного предела полосы отрицательной проводимости диода.

Все слагаемые в выражениях (8) и (9) для активной и реактивной компонент импеданса диода обратно пропорциональны диаметру диода за исключением сопротивления растекания контакта, чья зависимость от диаметра слабее. Это очевидно из анализа следующего выражения для последовательного паразитного сопротивления диода, последнее слагаемое в котором представляет сопротивление растекания контакта [2]:

$$R_s = (\rho_c + \rho_e l_e) / S + (\rho / \pi \delta) [0,5 \lg(\lambda / D) + \eta / \lambda], \quad (10)$$

где ρ_c – специфическое сопротивление контакта; ρ_e и l_e – удельное сопротивление и полная длина эпитаксиальных слоев диода; D – диаметр диода; δ и ρ – глубина скин-слоя и удельное сопротивление подложки; η и λ – высота и диаметр диодного чипа [2].

3. Результаты расчета микроволнового импеданса. Микроволновый импеданс вычислялся для диодов, чьи параметры и независимые от времени инжекционные характеристики представлены в таблице. Параметры диода и величина времени задержки инжекции электронов являются параметрами в модели малосигнального импеданса диода. Расчеты проводились для диодов с углом пролета электрона дрейфового слоя в интервале от 0 до 2π при диаметре в интервале от 1 до 24 мкм для первого диода и 1 мкм для остальных. Диаметр 24 мкм является верхним пределом для наличия отрицательного сопротивления первого диода. Специфическое сопротивление контакта предполагалось близким к величине 10^{-7} Ом·см², полученной в [9] для Ti-GaN-контактов; полная длина эпитаксиальных слоев диода равной 250 мкм; удельное сопротивление подложки 10^{-3} Ом·см; высота и диаметр чипа диода 50 и 100 мкм соответственно [2].

На рис. 3, 4 показаны частотные зависимости отрицательной проводимости исследуемых

диодов с диаметром 1 мкм при различных значениях угла пролета электроном слоя дрейфа. Увеличение угла пролета от нулевого приводит к появлению отрицательной проводимости при пролетном угле, минимальном из интервала углов пролета, соответствующих отрицательной проводимости диода.

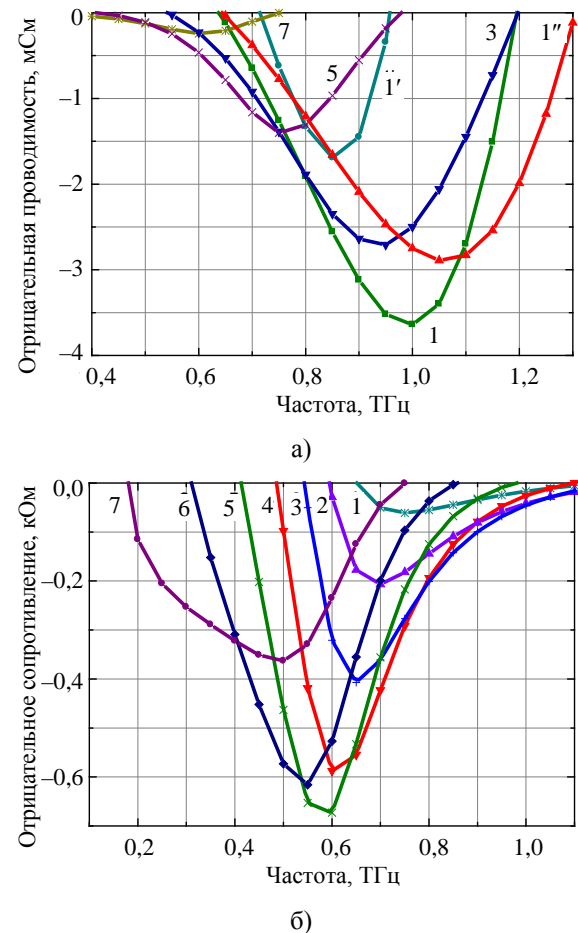


Рис. 3. Отрицательная проводимость (а) и сопротивление (б) первого диода с диаметром 1 мкм при пролетном угле $0,1\pi$ (кривая 1') и $k\pi/4$, где k совпадает с номером кривой (кривые 1–7, 1'')

Кривая 1' на рис. 3 получена для первого диода при величине пролетного угла, немного превышающей его минимальное значение. Величина минимального угла пролета при диаметре 1 мкм близка к нулю, как для резонансно-туннельного диода, и отлична от такового, близкого к π , для *BARITT*-диода.

При любом пролетном угле имеется один пик частотной зависимости отрицательной проводимости. При минимальном угле пролета отрицательная проводимость появляется на частоте, немного превышающей четверть обратного времени задержки инжекции. Величина и частота пика, ширина и верхняя частота области отрицательной проводимости диода увеличиваются с

увеличением угла пролета до оптимального. Они достигают максимумов при угле пролета, оптимальном при данном диаметре и времени задержки инжекции, и уменьшаются при дальнейшем увеличении угла пролета. Оптимальное значение угла пролета при микронном диаметре диода находится в интервале $0,25\pi \dots 0,3\pi$ для всех исследуемых диодов, увеличиваясь в нем при увеличении времени задержки инжекции. Нижняя граница области частот отрицательной проводимости лишь понижается при увеличении угла пролета. Отрицательная проводимость исчезает полностью при угле пролета, близком к 2π . Следовательно, для диода с диаметром 1 мкм интервал углов пролета, соответствующих отрицательной проводимости, больше такового для резонансно-туннельного и *BARITT*-диода.

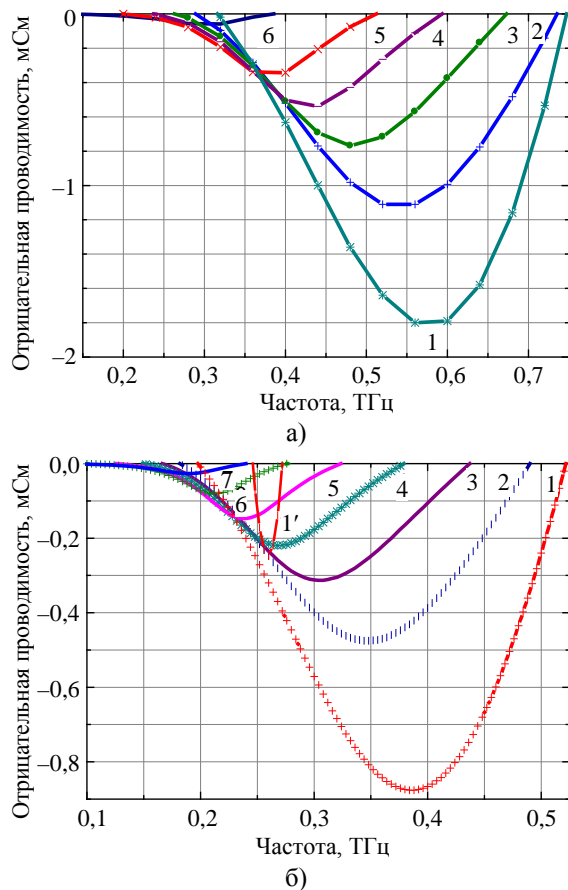


Рис. 4. Отрицательная проводимость второго (а) и третьего (б) диодов с микронным диаметром при пролетном угле, нулевом (кривая 1') и $k\pi/4$, где k совпадает с номером кривой (кривые 1–7)

Частота наибольшего пика отрицательной проводимости, достигаемого для диода с микронным диаметром, и оптимальном при этом диаметре значении угла пролета определяется из следующего условия. Угол задержки инжекции на этой частоте близок к утроенной величине оптимального при этом диаметре угла пролета

$2\pi f_G \tau_b \approx 3\theta_{opt}$. Из выражения для f_G следует, что при микронном диаметре диода наибольший пик отрицательной проводимости имеет место при сумме углов задержки инжекции и пролета электрона порядка π . При этом угол задержки инжекции близок к $0,7\pi$, составляя больше двух третей этой суммы.

Зависимости отрицательной проводимости от частоты, полученные для диодов с различными значениями времени задержки инжекции при одинаковом диаметре диода, равном 1 мкм, и угле пролета, близком к оптимальному при этом диаметре, представлены кривыми 1 на рис. 3, а и 4. Чем меньше время задержки инжекции диода, тем больше величина и частота наибольшего пика отрицательной проводимости и шире полоса частот отрицательной проводимости, достигаемых для диода с микронным диаметром и углом пролета, оптимальным при этом диаметре.

Зависимости 1 и 1' на рис. 3, а получены при одинаковых параметрах диода, но вторая из них при скорости дрейфа электронов в пролетном слое на 20 % большей. Сравнение этих зависимостей показывает, что увеличение скорости дрейфа электронов приводит к повышению рабочей частоты диода, но к уменьшению максимального пика его отрицательной проводимости.

Частотные зависимости отрицательного сопротивления, полученные для первого и третьего диодов, приведены на рис. 3, б и 5, а. С увеличением угла пролета от 0 до 2π величина пика каждой из этих зависимостей сначала увеличивается, достигая максимума при оптимальном угле пролета, а затем уменьшается при дальнейшем увеличении угла пролета. При этом частота пика отрицательного сопротивления только уменьшается в отличие от случая отрицательной проводимости. Наибольший пик отрицательного сопротивления имеет место при оптимальном угле пролета, близком к $1,3\pi$, одинаковом для всех диодов независимо от времени задержки инжекции. Таким образом, для диодов с микронным диаметром оптимальный угол пролета, соответствующий наибольшему пику отрицательного сопротивления, значительно больше соответствующего наибольшему пику отрицательной проводимости. Сравнение частотных зависимостей отрицательного сопротивления и отрицательной проводимости показывает, что для диода с микронным диаметром при любом угле пролета частота пика отрицательного сопротивления намного ниже частоты пика отрицательной проводимости.

Зависимости отрицательного сопротивления от частоты, полученные для диодов с микронным диаметром и различным временем задержки инжекции при угле пролета, близком к соответствующему максимальному пику отрицатель-

ного сопротивления, показаны кривыми 5 на рис. 3, б и 5, а.

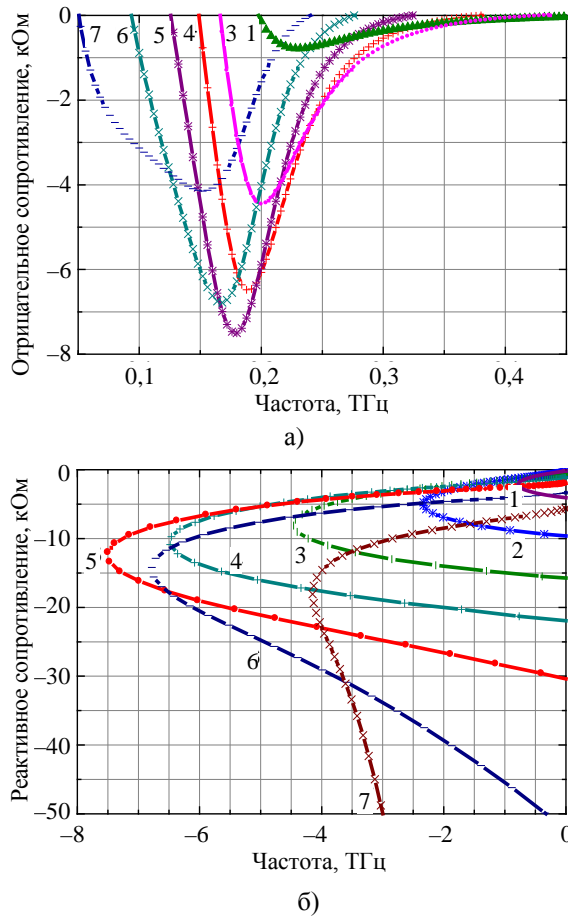


Рис. 5. Отрицательное сопротивление (а) и импеданс (б) третьего диода с диаметром 1 мкм и пролетным углом $k\pi/4$ (кривые 1–7), где k совпадает с номером кривой

Анализ этих зависимостей показывает, что величина наибольшего пика отрицательного сопротивления уменьшается, а его частота повышается при уменьшении времени задержки инжекции. Угол задержки инжекции на частоте наибольшего пика отрицательного сопротивления близок к $0,4\pi$ для всех исследуемых диодов, несмотря на различие значений частоты пика и времени задержки инжекции для них. При этом значении угла задержки инжекции знаменатель в (8) достигает минимума. Следовательно, частота наибольшего пика отрицательного сопротивления f_R обратно пропорциональна времени задержки инжекции $f_R \approx 0,2 / \tau_b$ для каждого из диодов, а сумма угла задержки инжекции и оптимального угла пролета на этой частоте близка к $1,7\pi$.

Зависимость отрицательной проводимости третьего диода при наличии в нем только барьерного слоя и отсутствии пролетного представлена кривой 1' на рис. 4, б. Сравнение этой зависимости с описанной выше аналогичной за-

висимостью, полученной для этого же диода при оптимальном угле пролета (кривая 1 на рис. 4, б), показывает, что величина и частота пика, ширина полосы частот отрицательной проводимости при отсутствии пролета электронов в несколько раз меньше их значений при оптимальном угле пролета.

Пик частотной зависимости отрицательного сопротивления третьего диода без пролетного слоя не виден на рис. 5, а, так как его величина значительно меньше пиков аналогичных зависимостей, которые получены при отличных от нуля углах пролета и представлены на этом рисунке. Для диода без пролетного слоя частоты пиков отрицательных проводимости и сопротивления фактически совпадают вследствие того, что реактивная компонента импеданса барьерного слоя больше активной и слабо зависит от частоты (кривая 1 на рис. 6, а).

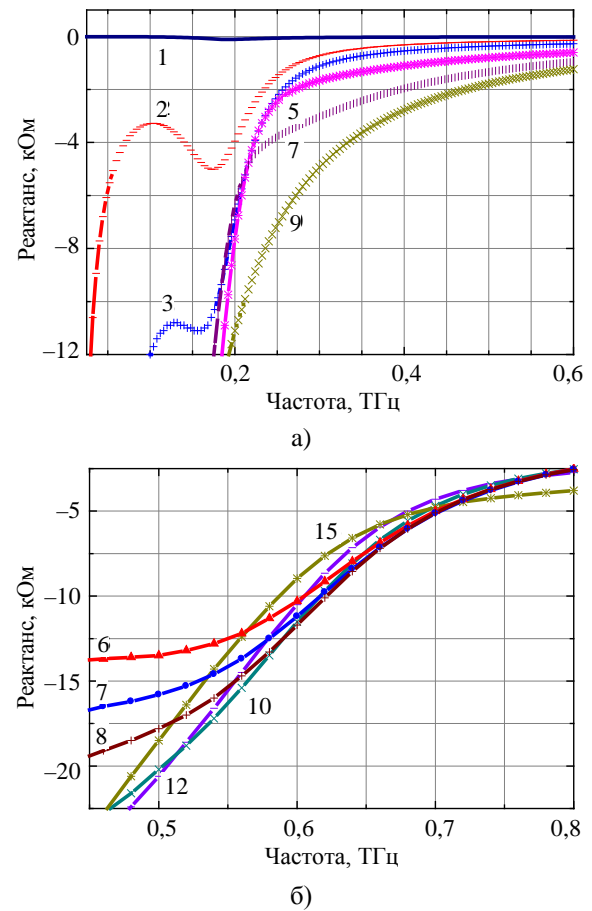


Рис. 6. Реактанс третьего диода с микронным диаметром при угле пролета $(k-1)\pi/4$ (а) и первого диода с оптимальным диаметром при угле пролета $0,1k\pi$ (б), k совпадает с обозначением кривых

Активная составляющая импеданса барьерного слоя, представленная вторым слагаемым в (8), пропорциональна ширине барьера и обратно пропорциональна величине инжекционной удельной проводимости и площади поперечного сечения

диода. Она уменьшается при увеличении диаметра диода, что является причиной отсутствия полосы частот отрицательной проводимости для третьего диода с нулевым углом пролета и диаметром больше микрона. Для остальных диодов отрицательная проводимость отсутствует в исследуемом нами интервале диаметров. Это обусловлено меньшей шириной потенциального барьера либо большей инжекционной удельной проводимостью для этих диодов по сравнению с таковыми для третьего диода. Во всех этих случаях паразитное сопротивление диода при принятых и указанных выше его параметрах оказывается больше отрицательного сопротивления барьерного слоя и полностью подавляет последнее.

Частотные зависимости реактанса третьего диода с микронным диаметром при различных значениях угла пролета показаны на рис. 6, а. Реактанс состоит из индуктивного реактанса пролетного и барьерного слоев, представленного первыми двумя слагаемыми в (9), и реактанса холодной емкости пролетного слоя, представленного третьим слагаемым. Третье слагаемое превышает остальные два в большей части диапазона частот отрицательной проводимости диода. Второе слагаемое, представляющее реактанс барьерного слоя, значительно меньше остальных слагаемых в (9). Первое слагаемое, соответствующее индуктивной составляющей реактанса пролетного слоя, является осциллирующей функцией частоты из-за наличия в нем периодических функций от углов инжекции и пролета, различие фаз которых изменяется с частотой. Величины второго и третьего слагаемых сравнимы при не слишком больших углах пролета, что обуславливает осциллирующую зависимость полного реактанса диода от частоты при сравнимых величинах углов инжекции и пролета.

Все слагаемые в выражении (8) для активной составляющей импеданса диода обратно пропорциональны площади поперечного сечения диода, кроме сопротивления растекания контакта, которое слабее зависит от диаметра диода. Анализ последнего слагаемого в (10), представляющего положительное сопротивление растекания контакта, и его сравнение с остальными слагаемыми в (8), показывает, что его относительный вклад в активную компоненту импеданса тем больше, чем больше диаметр диода и выше частота. Поэтому паразитное сопротивление диода подавляет его отрицательное сопротивление в первую очередь в верхней части диапазона частот отрицательной проводимости и оно тем больше, чем больше диаметр диода.

На рис. 7 показаны частотные зависимости отрицательного сопротивления и отрицательной проводимости первого диода с углом пролета $1,1\pi$ при различных значениях диаметра. Отрица-

тельное сопротивление достигает максимума на частоте, которая не зависит от диаметра диода. Его величина уменьшается во всей области частот отрицательной проводимости при увеличении диаметра диода, что согласуется с описанной выше падающей зависимостью всех слагаемых в (8) от диаметра.

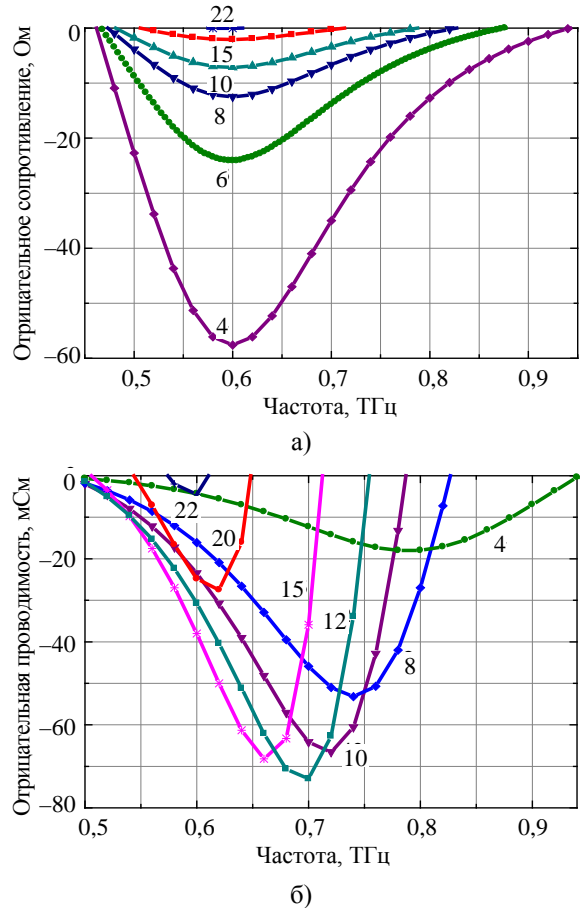


Рис. 7. Отрицательное сопротивление (а) и проводимость (б) первого диода с углом пролета $1,1\pi$ и диаметром k мкм, где k совпадает с обозначением кривой

Как было указано выше, частоты максимумов отрицательной проводимости и отрицательного сопротивления различны для диода с микронным диаметром: первая значительно выше второй. Частота максимума отрицательной проводимости диода зависит от его диаметра, понижаясь при увеличении диаметра (рис. 7, б). Она стремится к частоте максимума отрицательного сопротивления при приближении диаметра к верхнему пределу интервала его значений, при которых отрицательная проводимость имеет место.

Величина пика частотной зависимости отрицательной проводимости увеличивается при увеличении диаметра до оптимальной его величины и уменьшается при дальнейшем увеличении диаметра. Увеличение диаметра сопровождается сужением полосы частот отрицательной прово-

димости в большей степени за счет понижения ее верхней границы, чем вследствие повышения нижней. При приближении диаметра к его верхнему пределу, выше которого отрицательная проводимость отсутствует, область отрицательной проводимости сужается до малой окрестности частоты максимума отрицательного сопротивления и исчезает при превышении диаметром его верхнего предела. При принятых и указанных выше параметрах чипа диода оптимальное значение и верхний предел диаметра первого диода близки к 12 и 23,5 мкм соответственно.

На рис. 8 показаны частотные зависимости отрицательного сопротивления и отрицательной проводимости для первого диода с оптимальным диаметром 12 мкм при разных углах пролета.

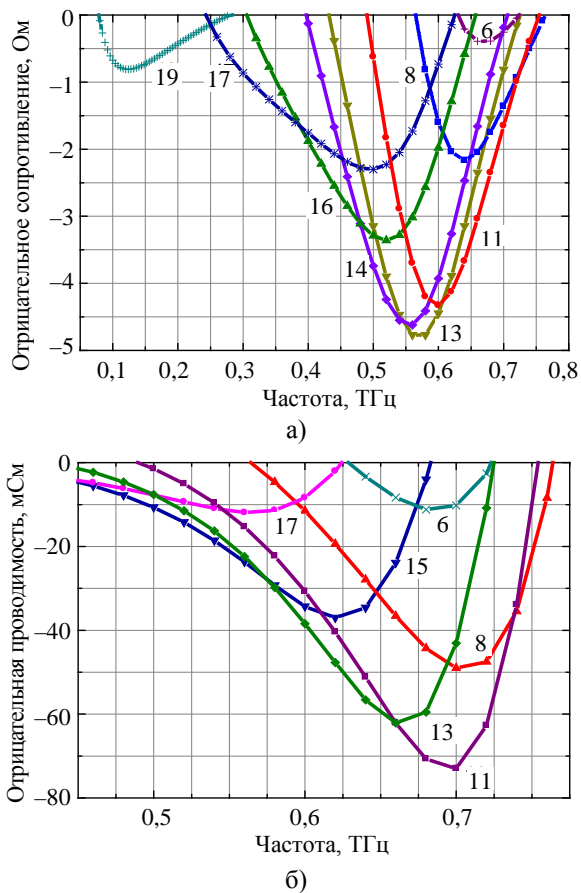


Рис. 8 Отрицательное сопротивление (а) и проводимость (б) первого диода при оптимальном диаметре и угле пролета $0,1k\pi$, где k совпадает с обозначением кривой

Сравнение их с аналогичными зависимостями, полученными при микронном диаметре (см. рис. 3) показывает следующее. Максимальная величина отрицательной проводимости увеличивается более, чем на порядок, а частота, при которой она достигается, уменьшается в 1,5 раза при увеличении диаметра от 1 мкм до оптимальной величины диаметра. При этом максимум от-

рицательного сопротивления уменьшается на два порядка.

При увеличении диаметра интервал углов пролета, при которых имеется отрицательная проводимость, сокращается вследствие увеличения нижней и уменьшения верхней границ этого интервала. Когда диаметр увеличивается от 1 мкм до оптимального, оптимальный угол пролета, при котором пик отрицательной проводимости при данном диаметре является наибольшим, увеличивается от $0,25\pi$ до $1,1\pi$. При этом интервал углов пролета, соответствующий отрицательной проводимости, сужается от $(0, 2\pi)$ до $(0,5\pi, 1,9\pi)$. Оптимальный угол пролета стремится к величине $1,3\pi$, при которой имеет место наибольший пик отрицательного сопротивления при любом диаметре. Интервал углов пролета сужается к малой окрестности $1,3\pi$, когда диаметр диода приближается к своему верхнему пределу, выше которого отрицательная проводимость отсутствует при любом угле пролета.

Частотные зависимости реактанса первого диода при оптимальном диаметре и различных значениях угла пролета представлены на рис. 6. Сравнение их с аналогичными зависимостями реактанса этого диода при микронном диаметре, которые не приведены здесь, показывает уменьшение величины реактанса и его зависимости от угла пролета и частоты при увеличении диаметра. Это также следует из падающей зависимости реактанса диода от диаметра, приводящей к меньшему различию частоты пиков отрицательной проводимости и отрицательного сопротивления при большем диаметре диода. Для диода с любым диаметром реактивная компонента импеданса одного порядка с активной на частотах вблизи максимального пика отрицательной проводимости.

Все выше приведенные частотные зависимости активной и реактивной компонент импеданса диода были вычислены при принятых и указанных выше параметрах подложки, которые определяют величину сопротивления растекания контакта. Мы исследовали пути увеличения рабочей частоты и величины отрицательной проводимости диода при изменении этих параметров, приводящие к уменьшению сопротивления растекания контакта.

На рис. 9 представлены частотные зависимости отрицательной проводимости первого диода с углом пролета $1,1\pi$ и диаметром диода 12 и 15 мкм, вычисленные для четырех вариантов параметров подложки. Параметры контактов в первом варианте (кривые 1, 1' на рис. 9, а) предполагаются те, что приняты и указаны выше; во втором (кривые 2, 2' на рис. 9, а) – те же, но вдвое большая проводимость подложки; в треть-

ем (кривые 1, 1' на рис. 9, б) – те же, но вдвое меньшая высота чипа; в четвертом (кривые 2, 2' на рис. 9, б) – те же, но вдвое меньшие высота чипа и удельное сопротивление подложки. Сопротивление растекания контакта уменьшается при уменьшении высоты чипа или удельного сопротивления подложки, следовательно, его величина постепенно уменьшается при переходе от первого варианта к четвертому. Анализ зависимостей отрицательной проводимости, полученных для четырех вариантов параметров подложки при одинаковой величине диаметра диода, показывает следующее. Уменьшение сопротивления растекания для диода с любым диаметром приводит к увеличению величины и частоты пика отрицательной проводимости, верхней частоты и ширины полосы частот отрицательной проводимости диода.

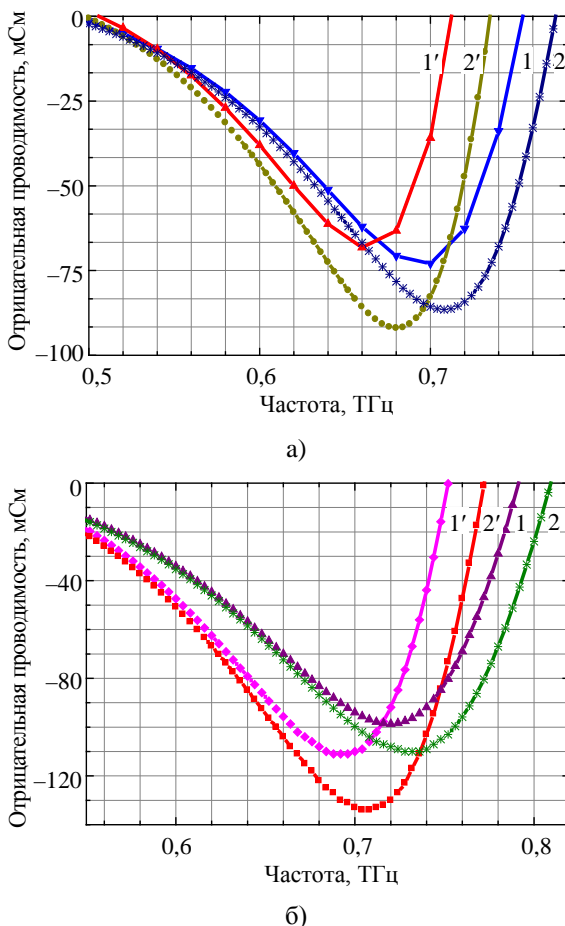


Рис. 9. Отрицательная проводимость первого диода с углом пролета $1,1\pi$ и диаметром 12 (кривые 1, 2) и 15 мкм (кривые 1', 2') при высоте чипа 50 (а) и 25 (б) мкм и удельном сопротивлении подложки 10^{-3} (кривые 1, 1') и $5 \cdot 10^{-4}$ Ом·см (кривые 2, 2')

Сравнение зависимостей, полученных при одинаковых параметрах контактов, но разным диаметре диода, показывает большую зависимость величины и частоты пика отрицательной

проводимости от сопротивления растекания при большем диаметре диода. Это приводит к тому, что при уменьшении сопротивления растекания контакта оптимальная величина диаметра увеличивается. Первому и четвертому вариантам параметров подложки с наибольшей и наименьшей величиной сопротивления растекания соответствует оптимальный диаметр, близкий к 12 и 15 мкм соответственно. Уменьшение сопротивления растекания контакта приводит, кроме увеличения оптимальной величины диаметра диода, также к расширению интервалов значений диаметра диода и угла пролета, при которых имеет место отрицательная проводимость.

Ширина пролетного слоя исследуемого диода при принятом предположении о постоянстве дрейфовой скорости электронов равна произведению скорости дрейфа и времени пролета электрона. Ее значения, соответствующие максимумам отрицательной проводимости первого диода при его диаметре 1 и 12 мкм и первом варианте параметров контактов (кривые 1 на рис. 3, а и 12 на рис. 7), близки к 13 и 79 нм. Они близки к 74 и 78 нм для этого диода при его диаметре 12 и 15 мкм и четвертом варианте параметров контактов (кривые 2 и 2' на рис. 9, б). Увеличение оптимальной ширины пролетного слоя при увеличении диаметра диода обусловлено как увеличением угла пролета, соответствующего наибольшему пику отрицательной проводимости, так понижением частоты этого пика.

Выводы. Проведенные исследования показали наличие отрицательной проводимости диода на основе GaN/AlGaN/GaN-наноструктуры с туннельной инжекцией электронов через одиночный AlGaN потенциальный барьер и последующим их дрейфом в пролетном GaN-слое. Отрицательная проводимость диода с принятыми параметрами паразитного сопротивления имеет место при угле пролета электрона в интервале, который сужается от $(0, 2\pi)$ к маленькой окрестности $1,3\pi$ при увеличении диаметра диода от 1 мкм до верхней границы интервала значений диаметра, при которых имеется отрицательная проводимость.

Максимум отрицательной проводимости диода достигается на частоте, близкой к четвертой субгармонике частоты инжекции электронов при угле пролета $1,1\pi$ и оптимальной величине диаметра диода. Величины этого максимума, оптимального диаметра диода и верхней границы интервала диаметров, соответствующих отрицательной проводимости диода, зависят как от параметров диодной структуры, так паразитного сопротивления контактов.

Представленная работа была поддержана Министерством образования и науки Украины в рамках проекта М/197-2007.

Библиографический список

1. *Zu C. M.* Физика полупроводниковых приборов: в 2-х кн. Кн. 2 / С. М. Зи; пер. с англ. под ред. Р. А. Сурица. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
2. *Oscillations up to 420 GHz in GaAs/AlAs Resonant Tunneling Diodes* / E. R. Brown, T. C. L. G. Solner, C. D. Parker et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 1989. – 55, iss. 17. – P. 1777–1779.
3. *Electron emission Si-based resonant-tunneling diode* / A. Evtukh, V. Litovchenko, N. Goncharuk, H. Mimura // *J. Vac. Sci. Technol. B.* – 2012. – 30, iss. 2. – 022207 (8 p.).
4. *Goncharuk N. M.* Single-Barrier Diode with Tunnel Injection / N. M. Goncharuk // 11th Intern. Symp. on RF MEMS and RF Microsystems: proc. – Otranto, 2010. – P. 8.
5. *Гончарук Н. М.* Субмиллиметровый диод на основе однобарьерной наноструктуры / Н. М. Гончарук // 20-я Междунар. Крымская конф. СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2010): тез докл. – Севастополь, 2010. – С. 838–839.
6. *Обухов И. А.* Неравновесные эффекты в электронных приборах / И. А. Обухов. – М.–К.–Минск–Севастополь: Вебер, 2010. – 303 с.
7. *Luryi S.* Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling diodes / S. Luryi // *Appl. Phys. Lett.* – 1985. – 47, iss. 5. – P. 490–492.
8. *Nemanich R. I.* Electron affinity of AlN, GaN and AlGaIn alloys, in «Gallium nitride and related semiconductors» / R. I. Nemanich. – L.: INSPEC, 1999. – 257 p.
9. *Liu Z.* A review of the metal-GaN contact technology / Z. Liu, S. S. Lau // *Solid State Electronics.* – 1998. – 42, iss. 5. – P. 677–691.

Рукопись поступила 27.02.2013 г.

N. M. Goncharuk, N. F. Karushkin,
V. V. Malyshko, V. A. Orehovskiy

GALLIUM NITRIDE DIODE WITH TUNNEL INJECTION

Actual problem of modern micro- and nanoelectronics is advancing into submillimeter frequency range up to terahertz one. Inertia of carrier transfer processes is the main obstacle to increase operating frequency of available microwave diodes. Tunneling process presents the least inertia and noise level. In this work for the first time the diode on the base of single-barrier nanostructure with non-resonance electron tunneling and subsequent drift in transit layer has been investigated. The research was conducted in the framework of impedance small-signal model with considering delay time of electron injection, which is comparable with electron transit time of the diode. Dependences of diode microwave impedance in frequency range of its negative conductance

on transit angle, diode diameter and parasitic resistance were investigated at different barrier layer parameters, which correspond to electron injection delay time from tenths up to more than one picosecond. It is shown, that the greatest negative conductance is reached at optimal values of transit angle and diode diameter at frequency close to the fourth sub-harmonic of injection frequency. It exceeds considerably the frequency for resonance-tunneling diode (RTD) with comparable noise characteristics. This fact demonstrates the diode potential in microelectronics. The research can serve as a basis for making new type of sub-millimeter frequency range diode, which manufacture is considerably simpler than the same for resonance-tunneling one.

Key words: microwave devices modeling, gallium-nitride nanostructure, single potential barrier, electron tunneling, diode small-signal impedance, negative conductance.

Н. М. Гончарук, Н. Ф. Карушкін,
В. В. Малишко, В. А. Ореховський

НІТРИДГАЛІЄВИЙ ДІОД З ТУНЕЛЬНОЮ ІНЖЕКЦІЄЮ

Освоєння субміліметрового діапазону частот аж до терагерцового є однією з актуальних задач сучасної мікро- і наноелектроніки. Підвищенню робочої частоти існуючих мікрохвильових діодів перешкоджає інерційність процесів переносу носіїв заряду в них, серед яких тунелюванню притаманні найменші інерційність і рівень. У даній роботі вперше запропоновано та досліджено діод на основі однобар'єрної наноструктури з нерезонансним тунелюванням електронів та їх подальшим дрейфом в пролітному шарі. Дослідження проводились в рамках моделі малосигнального імпедансу з урахуванням часу затримки інжекції електрона, який можна порівняти з його часом прольоту для даного діода. Отримано й досліджено залежності мікрохвильового імпедансу діода в діапазоні частот його негативної провідності від прольотного кута прольоту, діаметра і паразитного опору діода при різних параметрах бар'єрного шару, відповідних часу затримки інжекції електрона від десятих часток до більше 1 пс. Показано, що найбільша негативна провідність досягається при оптимальних значеннях кута прольоту і діаметра діода на частоті, близькій до чверті зворотного часу інжекції. Вона значно перевищує таку для резонансно-тунельного діода при порівнянні їх шумових характеристик, що свідчить про перспективність використання даного діода в мікроелектроніці. Проведені дослідження можуть служити основою для створення нового типу діода субміліметрового діапазону, технологія виготовлення якого значно простіше такої для резонансно-тунельного діода.

Ключові слова: моделювання мікрохвильових приладів, нітридгалієва наноструктура, одиночний потенціальний бар'єр, тунелювання електронів, малосигнальний імпеданс діода, негативна провідність.