

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra29.04.317>
УДК 621.382.2

В.О. Зозуля, О.В. Боцула, К.Г. Приходько

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна
E-mail: v.zozulia@karazin.ua

ПЛАНАРНИЙ $n^+ - n - n^+$ GaAs-ДІОД З ВАРІЗОННОЮ АКТИВНОЮ БІЧНОЮ ГРАНИЦЕЮ НА ОСНОВІ GaInAs

Предмет і мета роботи. Розглядається генерація електромагнітних коливань в міліметровому діапазоні планарними GaAs-діодами з активними бічними границями (АБГ). Діодні структури складаються з GaAs-каналу довжиною близько 1 мкм, який розміщено на напівізолюючій підкладці з напівпровідникового елементу, та варізонного напівпровідникового шару GaInAs, що розташований на його бічній поверхні та електрично з'єднаний з анодом. Метою роботи є оцінка ефективності генерації коливань струму в діоді з АБГ, максимальної вихідної потужності ВВЧ-генератора на базі діода, що навантажений одноконтурним резонатором, встановлення частотних меж його роботи та визначення впливу ударної іонізації та просторового розподілу складу GaInAs у варізонному шарі на енергетичні та частотні характеристики діода.

Методи та методологія. Моделювання процесів електронного та діркового транспорту проводиться з використанням двовимірної моделі діода із застосуванням багаточастинкового методу Монте-Карло та повного геометричного багаточастинкового методу для визначення розподілу електричного поля в діоді.

Результати. Отримано характеристики діодів на постійному струмі та частотні залежності ККД та вихідних потужностей генераторів на їх основі у випадках, коли діоди мали різні параметри АБГ. Проаналізовано вплив ударної іонізації та просторового розподілу складу сполуки GaInAs у варізонному шарі на величину максимальної потужності змінного струму на частотах понад 180 ГГц. Показано можливість генерації змінних електричних струмів з частотами до 300 ГГц. При цьому ефективність генераторів на базі діодів, що досліджуються, є в 2–3 рази більшою, ніж на звичайних планарних діодах на базі GaAs.

Висновки. Підтверджено перспективність використання діодів з АБГ для генерації змінного електричного струму з частотою до 300 ГГц. Використання АБГ дає можливість підвищити вихідну потужність пристрою в порівнянні із звичайним планарним діодом та розширити частотний діапазон роботи. Ударна іонізація у варізонному шарі покращує характеристики діода, проте не є визначальним фактором. Найбільший вплив на величину ефективності та вихідну потужність діодного генератора має положення АБГ на бічній поверхні каналу відносно електродів діода. Найбільшу потужність коливань мають діоди, в яких вона розташована ближче до катода, а найвищі частоти коливань — з розташуванням АБГ ближче до анодного контакту.

Ключові слова: міліметровий діапазон, активна бічна границя (АБГ), варізонний шар, ударна іонізація, склад сполуки, ефективність генерації, вихідна потужність, міждолинне перенесення електронів.

Вступ

На сьогодні велика увага приділяється розробкам електронних систем, які використовують випромінювання міліметрового та субмілімет-

рового діапазонів, що пов'язано з деякими його властивостями: відсутністю іонізуючого ефекту у біологічних тканинах, наявністю у вказаних діапазонах коливальних спектрів багатьох ор-

Цит у а н н я: Зозуля В.О., Боцула О.В., Приходько К.Г. Планарний $n^+ - n - n^+$ GaAs-діод з варізонною активною бічною границею на основі GaInAs. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2024. Т. 29. № 4. С. 317–326. <https://doi.org/10.15407/rpra29.04.317>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2024



Це стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>)

ганічних сполук. Перспективними напрямками застосування такого випромінювання є передача великих обсягів інформації з високою швидкістю, ближня радіолокація, системи безпеки, ідентифікація речовин та ін. [1, 2].

Однак створення компактних систем міліметрового та субміліметрового діапазонів потребує відповідних мініатюрних джерел сигналу, що працюють за нормальних умов зовнішнього середовища. Основною проблемою роботи твердотільних напівпровідникових приладів на високих частотах є існування фундаментальних обмежень, які пов'язані з процесами перенесення заряду в них. Фактично серед твердотільних джерел лише резонансно-тунельні діоди здатні до генерації коливальних струмів в безперервному режимі на частотах до 2 ТГц [3, 4], але рівні високочастотної потужності коливальних, що ними генеруються, є досить малими.

Розповсюджений на сьогодні спосіб генерації електромагнітного випромінювання за рахунок оптичного збудження напівпровідникової плазми надкороткими потужними оптичними імпульсами [5, 6] потребує додаткового джерела оптичного випромінювання та забезпечує генерацію лише в імпульсному режимі і в сукупності не є ні мініатюрним, ні безперервним джерелом коливальних.

Частково проблему створення компактних джерел у вказаних діапазонах можна вирішити, використовуючи традиційні прилади і ефекти, наприклад, ефект міждолинного перенесення електронів, лавинний та транзисторний ефекти [7–15]. Розширення верхньої частотної межі роботи цих приладів досягається переважно завдяки зменшенню їх розмірів [8, 14], модифікацією конструкції [10], використанням перспективних матеріалів [7, 8, 13] і зміною їх зонної структури за рахунок створення гетеропереходів [7, 9, 13] та варізонних шарів [12–14]. Використання варізонних шарів, зокрема у діодах з міждолинним перенесенням електронів, є одним з найбільш перспективних способів покращення їх характеристик. За допомогою варізонного шару можна вплинути на електронний транспорт практично на всіх етапах роботи приладу: від початкового розігріву електронного газу на катодному контакті та формування нестійкостей [10, 11] до моменту енергетичної релаксації носіїв заряду під

час процесу розсмоктування просторового заряду в аноді [12].

Окремим способом отримання високочастотних коливальних з використанням широкого набору активних елементів з нелінійними властивостями є виділення вищих гармонік за рахунок множення частоти [16, 17].

У цій роботі розвивається підхід, який було започатковано в [18]. Базовою ідеєю є використання планарних напівпровідникових діодних структур з активною бічною границею (АБГ). Вона являє собою окрему вертикальну напівпровідникову структуру, один із електродів якої розміщується на бічній поверхні каналу діода, а інший — з'єднаний з одним із зовнішніх електродів, зокрема з анодом. Основним механізмом, що приводить до виникнення генерації у цих структурах, є ефект міждолинного перенесення електронів. Залежно від структури АБГ, також можуть проявлятися інші ефекти, наприклад, ударна іонізація чи тунелювання. Як свідчать результати попередніх робіт [19, 20], такий підхід дозволяє збільшити граничну частоту, ефективність генерації та розширити частотний діапазон роботи діода. Так, у роботі [19] розглянуто планарний діод з GaAs-каналом та АБГ, яка являла собою гомогенну $n-n^+$ -структуру на основі такого ж матеріалу, як і канал. У такій структурі можливо майже вдвічі підвищити ефективність генерації коливальних порівняно зі звичайним планарним GaAs-діодом та розширити частотний діапазон роботи до 300 ГГц. Ще більш суттєве підвищення ефективності генерації (майже втричі) та аналогічне розширення частотного діапазону досягається у випадку, коли у планарному GaAs-діоді використовується гомогенна GaInAs АБГ, яка відділена від каналу гетеропереходом [20]. Найбільше підвищення частоти (до 500 ГГц) можливо отримати у діоді з АБГ у вигляді резонансно-тунельної структури [21].

Метою цієї роботи стало моделювання функціонування планарного GaAs-діода з АБГ, що являє собою $n-n^+$ -структуру на основі варізонного шару $Ga_zIn_{1-z}As$, дослідження генерації коливальних струмів в ньому, отримання статичних та енергетичних характеристик діодів та визначення оптимальної конфігурації приладу, що забезпечує максимальні значення потужності та робочої частоти.

1. Модель та методика дослідження

Досліджуваний діод (рис. 1) являє собою планарну n^+-n-n^+ -структуру загальною довжиною $L_y = 1.28$ мкм і завтовшки $L_x = 0.32$ мкм. На напівізолюючій підкладці 1 розташована активна область 2 завдовжки $l_a = 0.98$ мкм, яка містить дві високолеговані приконтактні області 3, 4 розміром 0.16×0.16 мкм. Концентрація донорної домішки становить: у високолегованих областях — $5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$; в активній області, відповідно до [19, 20], $6 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Бічний граничний елемент 7 розташований на верхній бічній поверхні каналу. Він являє собою варізонний GaInAs-шар завтовшки $L_B = 0.64$ мкм та завдовжки $l_b = 0.16$ мкм. Активна бічна границя з'єднана з n^+ -областю анодного контакту металевим провідником 8. Передбачається, що контакти 5 і 6 є омичними.

Для отримання характеристик діодів була розглянута двовимірною модель, якій відповідає рис. 1. Перенесення заряджених частинок у діоді моделювалося у квазікласичному наближенні із застосуванням багаточастинкового методу Монте-Карло, який еквівалентний точному розв'язанню кінетичного рівняння Больцмана [22]. За цим методом рух частинок описується класичними рівняннями з урахуванням законів дисперсії [17], а процес розсіяння відбувається у відповідності до квантово-механічної імовірності з використанням випадкових чисел для визначення моменту розсіяння, актуального механізму розсіяння та стану частинок після розсіяння. Для опису руху електронів у імпульсному просторі використано тридолинну модель зони провідності — нижня (Γ -) і верхні (L - та X -долини) — та однодолинну модель валентної зони (підзона важких дірок). Залежність енергії від хвильового вектора для електрона описується непараболічним законом дисперсії, а для дірок — параболічним.

Було враховано всі важливі механізми розсіяння: розсіяння на деформаційному потенціалі акустичних та оптичних фононів, розсіяння на полярних оптичних фононах, міждолинне розсіяння та розсіяння на іонізованих домішках. В області варізонного шару також брали до уваги розсіяння на сплавному потенціалі.

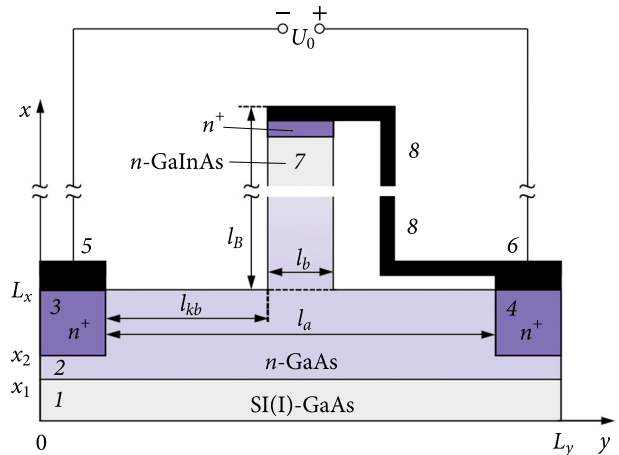


Рис. 1. Планарний GaAs-діод з АБГ на основі $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$: 1 — підкладка; 2 — активна область; 3 — катод; 4 — анод; 5, 6 — металеві контакти; 7 — бічний граничний елемент; 8 — металевий провідник; n^+ — високолеговані контактні області

Ударна іонізація (УІ) описувалася в рамках моделі з роботи [23], яка враховує вплив непараболічності закону дисперсії на значення порогової енергії, що відповідає початку УІ.

Для отримання розподілу електричного поля у двовимірній області, що моделювалася, використано повний багатосітковий геометричний метод [24]. Діелектрична проникність у варізонній АБГ суттєво змінюється від катода до анода відповідно до просторового розподілу вмісту Ga у сполуці GaInAs. З огляду на це для зменшення впливу сили самодії рухомих зарядів у області діода використовується вдосконалена схема перерозподілу заряду у вузлі розрахункової сітки на основі СІС-схеми [25]. Усі параметри матеріалу аналогічні використаним у [12, 26, 27].

Просторові розподіли складу сполуки $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ у варізонному шарі АБГ в напрямку від GaAs-каналу показані на рис. 2.

Використані розподіли відрізняються складом сполуки GaInAs на анодному контакті АБГ. Просторовий розподіл складу у варізонному шарі відповідає функції Гаусса $z(t) = \exp(-t^2 / 2)$, де $t = (x - L_x) / \sigma$, σ — параметр стандартного відхилення вмісту Ga у сполуці $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ за координатою x (0.28891 і 0.34557 мкм для кривих 1 та 2 на рис. 2 відповідно), і забезпечує локалізацію УІ у приконтактній області.

Додатково було проведено моделювання роботи звичайних планарних GaAs-діодів, що мали такі самі розміри та профіль легування, як у діоді

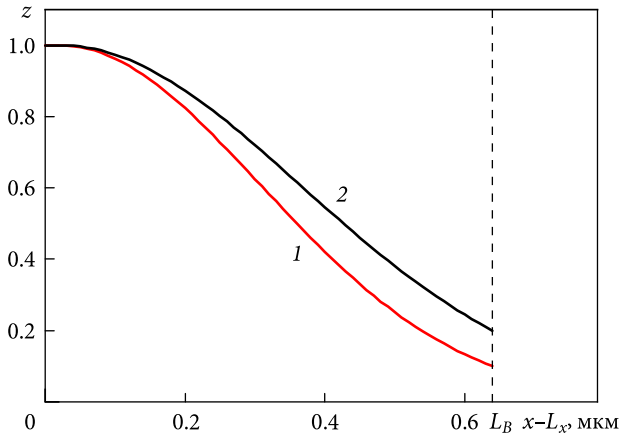


Рис. 2. Розподіл складу сполуки $Ga_zIn_{1-z}As$ на анодному контакті в АБГ ($L_B = 0.64$ мкм): 1 – $z = 0.1$; 2 – $z = 0.2$

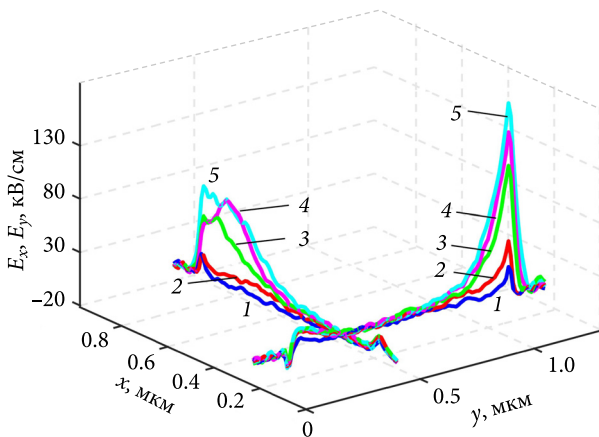


Рис. 3. Розподіл компонент електричного поля в діоді уздовж виділених напрямків для деяких значень U_0 : 1 – 0.5 В, 2 – 1 В, 3 – 2 В, 4 – 2.5 В, 5 – 3 В; $l_{kb} = 0.16$ мкм, $L_B = 0.64$ мкм, $l_b = 0.16$ мкм

дів з АБГ. Пов'язані з розігрівом діода температурні ефекти не враховувалися, а температура кристалічної ґратки вважалася постійною і рівною 300 К.

2. Характеристики діодів на постійному струмі

Робота діода суттєво залежить від розподілу компонентів напруженості електричного поля та квазіелектричного поля в області АБГ. У каналі діода процеси перенесення електронів визначаються E_y -компонентою електричного поля. Типовий розподіл компонент електричного поля наведено на рис. 3, де розподіл E_y визначався уздовж прямої $x = 0.27$ мкм, а E_x -компонента – уздовж прямої $y = 0.4$ мкм. Розподіл E_y подібний

до розподілу напруженості електричного поля, що спостерігається у вертикальних $n^+ - n - n^+$ -діодах, з характерним формуванням області з негативним значенням E_y поблизу $n^+ - n$ -переходу та утворенням віртуального катода. Проте через неоднорідність концентрації уздовж осі x , навіть за низької напруги зміщення, віртуальний катод в основному спостерігається поблизу верхньої частини $n^+ - n$ -переходу, у той час як в області, яка знаходиться ближче до підкладки, E_y є позитивною і сприяє набору електронами енергії.

Особливістю розподілу поля в цих структурах є значна величина напруженості електричного поля, яке локалізовано в області анода. Її максимальне значення практично лінійно зростає зі збільшенням напруги зміщення U_0 , яку прикладено до діода.

Коли напруга зміщення $U_0 > 3.5$ В, напруженість електричного поля може перевищувати 200 кВ/см, що вже є достатньою величиною для виникнення УІ в анодній частині каналу. Падіння напруги на цій ділянці каналу призводить до насичення струму в діоді та відсутності ділянки статичної негативної диференціальної провідності на графіку залежності середнього струму, що протікає через діод, від напруги живлення. З цієї ж причини напруженість поля в області катода залишається досить низькою, так що переходи електронів у бічні долини відбуваються на відстані близько 0.4 мкм від $n^+ - n$ -переходу, що фактично зменшує ефективну довжину активної області діода.

В АБГ рух електронів визначається E_x -компонентою електричного поля та квазіелектричним полем варізонного шару. В області анодного контакту маємо схожу ситуацію, проте через УІ, що виникає у варізонному шарі в цій області, і генерацію надлишкових носіїв заряду відбувається перерозподіл прикладеної напруги углиб діода та, відповідно, зменшення максимуму напруженості електричного поля (рис. 4).

Як видно з наведених залежностей (рис. 4), УІ зменшує максимальну напруженість електричного поля в АБГ майже удвічі порівняно з модельною ситуацією, коли УІ не враховується.

Залежності густини струму від прикладеної напруги для розглянутих діодних планарних структур показано на рис. 5. Наведені характеристики відповідають випадку, коли склад спо-

луки $Ga_zIn_{1-z}As$ у варіозному шарі змінюється від $z = 1.0$ до 0.1 . Для оцінки впливу УІ на процеси перенесення заряду в діодах та подальшого визначення робочих напруг діода було також проведено розрахунки для випадку, коли УІ не враховується. Як видно з графіків залежностей, відмінності у характеристиках діодів з УІ та без неї починають проявлятися вже починаючи з напруг близько $1.0 \dots 1.5$ В. Проте зростання струму, зумовлене цим процесом, залишається незначним у широкому інтервалі напруг (до 2.5 В) і складає до 10% залежно від положення активної границі на бічній поверхні каналу діода.

В області високих значень напруженості електричного поля ($E > 10$ кВ/см) дрейфова швидкість електронів практично не змінюється. З цієї причини в умовах формування областей сильного поля на аноді загальною особливістю характеристик діодів є насичення струму в усіх розглянутих діодах. Зокрема, воно спостерігається на характеристиках діодів, в яких УІ не враховувалася. Фактично сильне поле на аноді є причиною відсутності ділянок з негативною диференційною провідністю (НДП) у всіх розглянутих структурах. Однак цей фактор не є критичним для отримання генерації високочастотних коливань у діодах, оскільки виникнення нестійкості переважно пов'язане з існуванням динамічної негативною провідності, що продемонстровано в багатьох активних елементах, зокрема, в діодах Ганна [28], лавино-пролітних діодах [7], самоперемикних діодах [8] та ін.

Така ситуація є характерною для всіх діодів з АБГ, які були розглянуті в роботах [19, 20], де також не спостерігалась виражена ділянка з НДП, за винятком діода з АБГ у вигляді резонансно-тунельної структури [21].

Зміщення положення АБГ каналу в бік анодного контакту призводить до збільшення порогової напруги, яка відповідає початку зростання струму на залежностях густини струму від напруги. Цей фактор є сприятливим для виникнення нестійкості струму в діоді, оскільки УІ не перебиває ефект міждолинного перенесення електронів.

Усі залежності густини струму від постійної напруги, які зображено на рис. 5, подібні і відрізняються значеннями провідності на початковій ділянці зростання струму та величиною густини

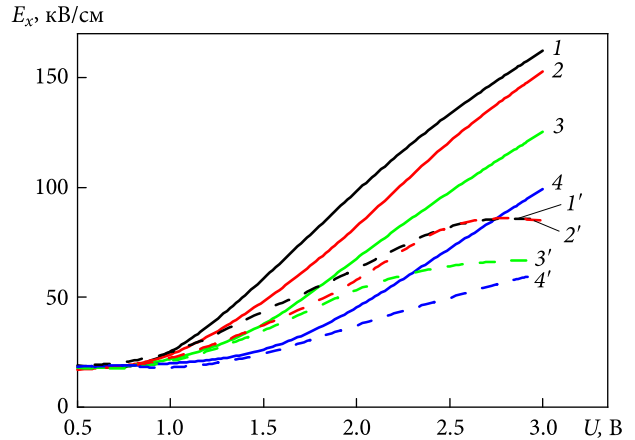


Рис. 4. Графіки залежності максимального значення E_x -компоненти в АБГ від напруги живлення для деяких значень l_{kb} : 1, 1' – 0.16 мкм; 2, 2' – 0.32 мкм; 3, 3' – 0.48 мкм; 4, 4' – 0.64 мкм. 1–4 – без урахування УІ; 1'–4' – з урахуванням УІ

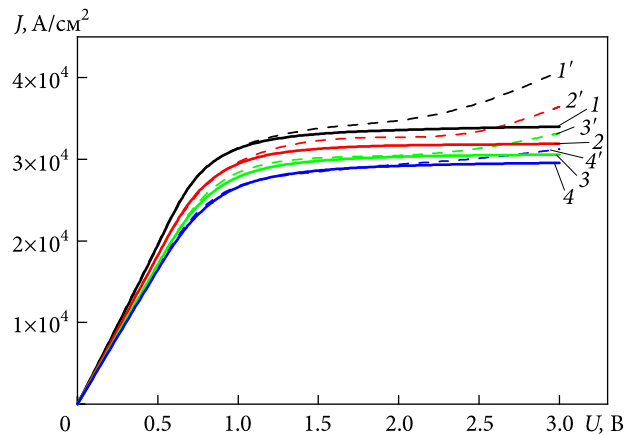


Рис. 5. Графіки залежності густини струму від прикладеної напруги для GaAs-діода з АБГ на основі $Ga_zIn_{1-z}As$ ($l_b = 0.16$ мкм, $L_B = 0.64$ мкм) для деяких значень l_{kb} : 1, 1' – 0.16 мкм; 2, 2' – 0.32 мкм; 3, 3' – 0.48 мкм; 4, 4' – 0.64 мкм. 1–5 – без урахування УІ; 1'–4' – з урахуванням УІ

ни струму насичення. Більша величина густини струму відповідає меншій відстані АБГ від катода.

3. Характеристики діодів у режимі генерації коливань

Оцінку енергетичних та частотних характеристик діодів можна зробити, розглядаючи їх роботу в режимі генерації коливань. У цьому режимі передбачається, що діодна структура розміщена в одноконтурному резонаторі, а прикладена між анодом і катодом напруга $U(t)$, що діє на структуру в момент часу t , являє собою суму напруги постійного зміщення U_0 та змінної напруги, яка у випадку резонатора з високою добротністю

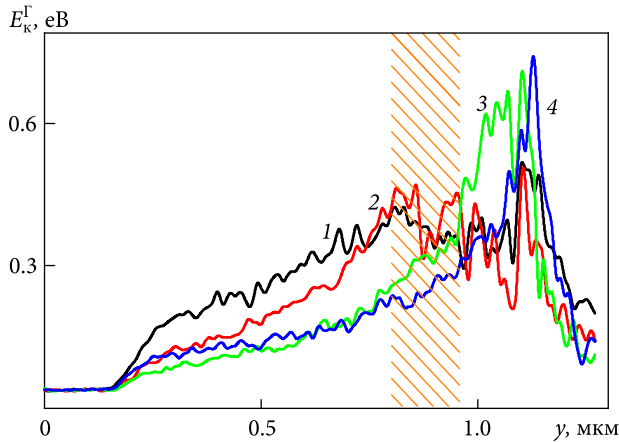
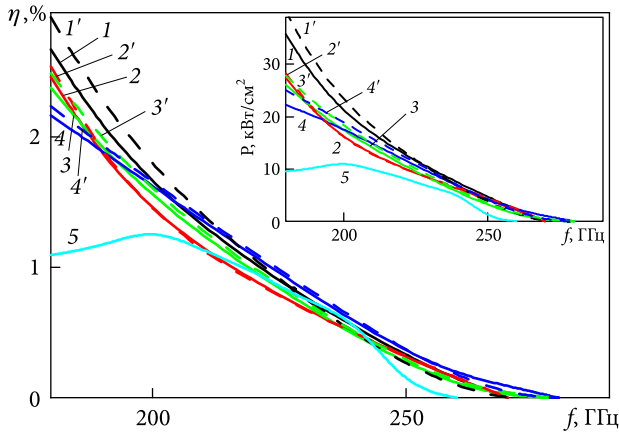
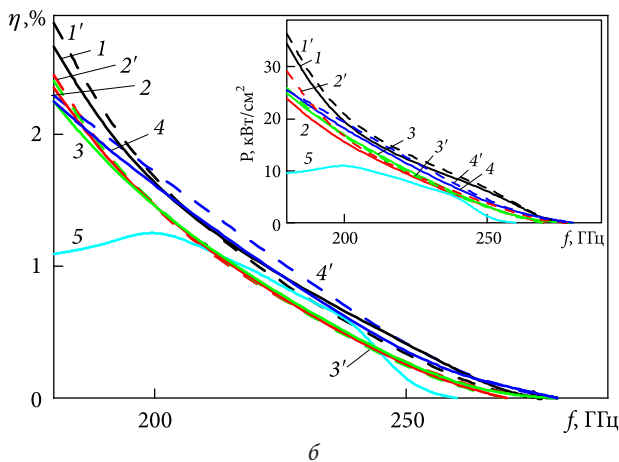


Рис. 6. Розподіл середньої кінетичної енергії електронів у Γ -долині зони провідності в каналі діода з АБГ на основі $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ ($l_b = 0.16$ мкм, $L_B = l_{kb} = 0.64$ мкм, $f = 200$ ГГц) у деякі моменти часу t протягом періоду коливань T : 1 – 0; 2 – $T/4$; 3 – $T/2$; 4 – $3T/4$



a



б

Рис. 7. Оптимізована ефективність і густина потужності генерації (на вставках) GaAs -діода з АБГ на основі $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ ($L_B = 0.64$ мкм, $l_b = 0.16$ мкм) для $z = 0.1$ (a) і $z = 0.2$ (б) на анодному контакті за деяких значень l_{kb} : 1, 1' – 0.16 мкм; 2, 2' – 0.32 мкм; 3, 3' – 0.48 мкм; 4, 4' – 0.64 мкм. 1–5 – без урахування УІ; 1'–4' – з урахуванням УІ

є першою гармонікою з частотою f та амплітудою U_1 :

$$U(t) = U_0 + U_1 \sin(2\pi ft). \quad (1)$$

Генераторні властивості структури було оцінено шляхом визначення ефективності генерації на відповідній власній частоті резонатора. Ефективність генерації (коефіцієнт корисної дії, ККД) обчислювалася як відношення вихідної потужності коливань, що генеруються на частоті резонатора (перша гармоніка), до середньої потужності діода на постійному струмі. Для пошуку максимального можливого ККД генератора на базі діода його величина оптимізувалася за значеннями U_0 та U_1 .

У приладах, що розглядаються, коливання струму є подібними до тих, що спостерігаються у звичайних діодах Ганна. Як і в роботах [19, 20], хвилі просторового заряду формуються на віддаленні від катодного контакту, що призводить до їх більш високої частоти, ніж передбачається класичною теорією ефекту Ганна, виходячи з оцінки довжини активної області як відстані між n^+ -областями з високим легуванням. На рис. 6 показані розподіли кінетичної енергії електронів у нижній – Γ -долині зони провідності в різні моменти часу протягом періоду коливань, отримані на частоті резонатора $f = 200$ ГГц при фіксованій напрузі зміщення $U_0 = 2.6$ В та амплітуді змінної складової напруги $U_1 = 0.68$ В, які відповідають максимальному значенню ККД генератора. На рис. 6 положення АБГ на бічній поверхні каналу позначено штрихуванням.

Як видно з наведеного розподілу, енергію, яка необхідна для початку міждолинного перенесення в найближчу L-долину, електрон набирає на відстані більше 0.45 мкм від n^+ -області. Область каналу, в якій відбувається модуляція провідності, що пов'язана з формуванням та релаксацією хвиль просторового заряду, займає лише половину активної області діода, що відповідає частоті, близької до 200 ГГц. Отже, ефективна довжина активної області насправді є суттєво меншою за відстань між анодним та катодним контактами.

Особливість роботи діода пов'язана з безпосереднім впливом УІ, яка обов'язково присутня в АБГ у разі роботи діода в режимі генерації коливань, на його характеристики. Для виділення впливу цього фактора на генерацію електричних

коливань досліджено діод без урахування УІ та пов'язане з нею обмеження напруги, прикладеної до діода.

У діапазоні частот понад 180 ГГц було зроблено оцінки оптимізованих ККД генераторних пристроїв на базі діодів з АБГ на основі $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ для випадків, що відрізнялися розподілом складу та положенням АБГ відносно катодного контакту. На рис. 7, а наведено залежності оптимізованих ККД генерації з урахуванням та без урахування УІ для випадку зміни складу $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ у варізонному шарі від $z = 1.0$ до 0.1 (рис. 2, крива 1). На рис. 7, б наведено аналогічні залежності для випадку, коли z змінюється у варізонній АБГ від 1.0 до 0.2 за гауссовим розподілом уздовж осі X від бічної поверхні GaAs-каналу (рис. 2, крива 2). Для діодів з обома типами варізонних шарів також було оцінено густини потужності змінного струму, що ними генерується (див. вставки на рис. 7).

В усіх розглянутих структурах з АБГ у порівнянні із звичайним планарним GaAs-діодом Ганна спостерігається розширення частотного діапазону генерації. Слід зазначити, що найбільша відмінність у ККД генерації між діодом з АБГ та звичайним планарним діодом спостерігається на частотах від 180 до 200 ГГц, де діоди з АБГ мають більш високий ККД. На частотах від 200 до 290 ГГц вищий ККД генерації демонструють лише пристрої з положенням АБГ, коли $l_{kb} = 0.16$ мкм та $l_{kb} = 0.64$ мкм.

Порівняння отриманих результатів з попередніми [19, 20], що були отримані для структур на основі GaAs, які мали аналогічну будову та геометричні параметри каналу, але мали однорідні за складом АБГ, а саме $\text{Ga}_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{As}$, показав, що отримані залежності ККД від частоти є досить схожими та демонструють приблизно однакову верхню межу генерації (300 ГГц).

Зауважимо, що густини потужностей змінних струмів, які генерують діоди з АБГ на основі варізонного GaInAs-шару, у всіх випадках у 2–3 рази вищі за потужність струму, що генерується планарним GaAs-діодом.

Що стосується УІ, то її вплив на процеси генерації коливань електричного струму призводить до незначного підвищення ККД, особливо у випадку розташування АБГ поблизу анодного або катодного контактів, тобто у випадку, коли АБГ

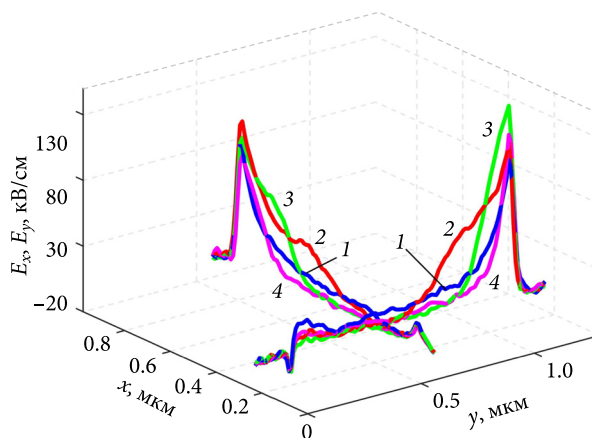


Рис. 8. Розподіл E_y - та E_x -компоненти електричного поля уздовж ліній $x = 0.24$ мкм та $y = 0.56$ мкм, відповідно, у моменти часу t протягом періоду коливань T (за умови $l_b = 0.16$ мкм, $L_B = 0.64$ мкм, $l_{kb} = 0.32$ мкм, $f = 200$ ГГц, $U_0 = 2.32$ В, $U_1 = 0.6$ В): 1 – 0; 2 – $t = T/4$; 3 – $t = T/2$; 4 – $t = 3T/4$

знаходиться поза областю, в якій відбуваються процеси міждолинного розсіяння електронів.

В оптимальних положеннях АБГ електрони входять у неї, уже маючи високу кінетичну енергію або перебуваючи у бічних долинах зони провідності, що забезпечує добрі умови для формування нестійкості струму в ній. У результаті нестійкість струму виникає як в активній області GaAs-каналу, так і в області АБГ. На рис. 8 зображено залежність розподілу компонент електричного поля: E_y в каналі діода та E_x в області АБГ, у різні моменти часу протягом періоду коливань. При цьому склад $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ у варізонному шарі змінюється від $z = 1.0$ до 0.2. Розподіл отриманий для напруг, що відповідають максимуму ККД.

Як показали дослідження, просторовий розподіл складу сполуки GaInAs у варізонному шарі слабко впливає на нестійкість, що виникає в діоді. Нестійкість струму близька до нестійкості зарядженого шару і спостерігалася раніше в подібних структурах [20]. Формування заряджених шарів призводить до співрозмірного підвищення напруженості електричного поля в АБГ на основі $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ -сполуки та в GaAs-каналі діода.

Висновки

Отже, планарний діод, що містить варізонну АБГ на основі GaInAs-сполуки, яка розташована на бічній поверхні GaAs-каналу, має значно вищий ККД генерації змінного електричного стру-

му та більш широкий діапазон робочих частот (до 290 ГГц) порівняно зі звичайним планарним GaAs-діодом. Аналіз роботи діода показує, що ударна іонізація в АБГ призводить до зміни величини провідності діода — зокрема, до залежності густини струму від напруги, яка починає проявлятися починаючи з напруги понад 1.5 В. Вплив УІ на ефективність генерації електричних коливань не є визначальним у роботі діода, як це мало місце в [26], та приводить лише до незначного підвищення ККД генерації змінного струму.

Для розглянутих просторових розподілів складу твердого розчину GaInAs у варізонному шарі діода відмінність у ККД не є суттєвою. Проте у разі заміни складу сполуки на аноді з $\text{Ga}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}$ на $\text{Ga}_{0.2}\text{In}_{0.8}\text{As}$ має місце підвищення потужності струму, що генерується, до 20 %.

Отримані результати свідчать про перспективність використання АБГ у планарних діодах,

що працюють на ефекті міждолинного перенесення електронів, для покращення їх енергетичних та частотних характеристик. Зважаючи на результати роботи та результати, отримані з використанням діодів з іншими видами АБГ, можна говорити про можливість розробки активних нелінійних елементів для генерації електричних, а також електромагнітних коливань у діапазоні частот до 0.3 ТГц. Варто зазначити, що отримані характеристики діода з АБГ можуть бути уточнені при урахуванні деяких важливих факторів, зокрема ефектів, пов'язаних з підвищенням температури пристрою, особливо в АБГ. Такі ефекти мають суттєвий вплив на роботу діода, особливо у випадку використання вузькозонних сполук, до числа яких належить $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ при малих значеннях z , і потребують детального врахування при моделюванні подібних діодних пристроїв.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

- Shi L.-F., Zahid A., Ren A., Ali M.Z., Yue H., Imran M.A., Shi Y., Abbasi Q.H. The perspectives and trends of THz technology in material research for future communication — a comprehensive review. *Phys. Scr.* 2023. Vol. 98, Iss. 6. 065006. DOI: 10.1088/1402-4896/accd9d
- Song H.-J., Nagatsuma T. *Handbook of Terahertz Technologies*. Jenny Stanford Publishing. 2015. 612 p. DOI: 10.1201/b18381
- Izumi R., Suzuki S., Asada M. 1.98 THz resonant-tunneling-diode oscillator with reduced conduction loss by thick antenna electrode. *2017 42nd Int. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Cancun, Mexico, 27 Aug. — 1 Sept. 2017. IEEE, 2017. DOI: 10.1109/irmmw-thz.2017.8066877
- Asada M., Suzuki S. Terahertz Emitter Using Resonant-Tunneling Diode and Applications. *Sensors*. 2021. Vol. 21, Iss. 4. 1384. DOI: 10.3390/s21041384
- Norkus R., Paebutas V., Stanionyte S., Biciuvas A., Urbanowicz A., Krotkus A. Terahertz pulse emission from GaInAsBi. *2019 44th Int. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Paris, France, 1–6 Sept. 2019. IEEE, 2019. DOI: 10.1109/irmmw-thz.2019.8873704
- Zhai D., Hérault E., Garet F., Coutaz J. Terahertz generation from ZnTe optically pumped above and below the bandgap. *Opt. Express*. 2021. Vol. 29, Iss. 11. 17491. DOI: 10.1364/OE.421282
- Dai Y., Lu Z., Ye Q., Dang J., Zhao S., Lei X., Yun J.-H., Zhao W., Liu C. Study of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ Homotype Heterojunction IMPATT Diodes. *IEEE Trans. Electron Devices*. 2021. Vol. 68, Iss. 11. P. 5469–5475. DOI: 10.1109/ted.2021.3075172
- Íñiguez-de-la-Torre A., Íñiguez-de-la-Torre I., Mateos J., González T., Sangaré P., Faucher M., Grimbert B., Brandli V., Ducournau G., Gaquière C. Searching for THz Gunn oscillations in GaN planar nanodiodes. *J. Appl. Phys.* 2012. Vol. 111, Iss. 11. P. 113705. DOI: 10.1063/1.4724350
- Khalid A., Dunn G.M., Macpherson R.F., Thoms S., Macintyre D., Li C., Steer M.J., Papageorgiou, V., Thayne I., Kuball M., Oxley, C.H., Bajo M.M., Stephen A., Glover J., Cumming D.R.S. Terahertz oscillations in an $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ submicron planar Gunn diode. *J. Appl. Phys.* 2014. Vol. 115, Iss. 11. P. 114502. DOI: 10.1063/1.4868705
- Storozhenko I., Sanin S. Advanced Micron Sized Gunn Diode Based on Graded-Gap GaPAs — GaInAs. *J. Nano- Electron. Phys.* 2022. Vol. 14, Iss. 1. 01027. DOI: 10.21272/jnep.14(1).01027
- Storozhenko I. Gunn Diodes Based on Graded-gap GaInPAs. *J. Nano- Electron. Phys.* 2020. Vol. 12, Iss. 1. 01015. DOI: 10.21272/jnep.12(1).01015
- Hong-Liang Z., Yang L.-A., Zou H., Ma X., Hao Y. Enhancement of Negative Differential Mobility Effect in Recessed Barrier Layer AlGaIn/GaN HEMT for Terahertz Applications. *IEEE Trans. Electron Devices*. 2019. Vol. 66, Iss. 3. P. 1236–1242.
- Urteaga M., Pierson R., Rowell P., Jain V., Lobisser, E., Rodwell, M.J.W. 130nm InP DHBTs with $f_t > 0.52$ THz and $f_{\text{max}} > 1.1$ THz. *2011 69th Annual Device Research Conf. (DRC)*. Santa Barbara, CA, USA, 20–22 June 2011. IEEE, 2011.
- Song L., Zhao M. The research of W-band high order frequency multiplier based on avalanche diode. *Prog. Electromagn. Res. Lett.* 2018. Vol. 72. P. 45–53. DOI: 10.2528/pier17092109
- Lukin K.A., Cerdeira H.A., Maksymov P.P. Self-oscillations in reverse biased pn junction with current injection. *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 83, Iss. 22. P. 4643–4645. DOI: 10.1063/1.1627939

16. Stake J., Malko A., Bryllert T., Vukusic J. Status and Prospects of High-Power Heterostructure Barrier Varactor Frequency Multipliers. *Proc. IEEE*. 2017. Vol. 105, Iss. 6. P. 1008–1019. DOI: 10.1109/jproc.2016.2646761
17. Prykhodko K.H., Zozulia V.O., Botsula O.V. Graded band gap InGaAs diodes for terahertz applications. *2017 IEEE Int. Young Scientists' Forum on Applied Physics and Engineering (YSF)*. Lviv, Ukraine, 17–20 Oct. 2017. IEEE, 2017.
18. Prokhorov E.D., Botsula O.V. Negative differential conductivity of a tunnel side- boundary semiconductor diode. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2011. Vol. 70, Iss. 9. P. 809–818. DOI: 10.1615/telecomradeng.v70.i9.50
19. Botsula O.V., Prykhodko K.H., Zozulia V.O. Diodes with Lateral $n^+ - n$ -Border. *2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON)*, Lviv, Ukraine, 2–6 July 2019. IEEE, 2019. DOI: 10.1109/ukrcon.2019.8879884
20. Botsula O.V., Zozulia V.O. Energy and Frequency Properties of Planar $n^+ - n - n^+$ Diodes with Active Side Boundary. *J. Nano- Electron. Phys.* 2021. Vol. 13, Iss. 6. 06028. DOI: 10.21272/jnep.13(6).06028
21. Botsula O.V., Zozulia V.O. Generation of THz Oscillations by Diodes with Resonant Tunneling Boundaries. *J. Nano- Electron. Phys.* 2020. Vol. 12, Iss. 6. 06037. DOI: 10.21272/jnep.12(6).06037
22. Jacoboni, C., Reggiani, L. The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials. *Rev. Mod. Phys.* 1983. Vol 55, Iss. 3. P. 645–705. DOI: 10.1103/revmodphys.55.645
23. Brennan K.F., Mansour N.S. Monte Carlo calculation of electron impact ionization in bulk InAs and HgCdTe. *J. Appl. Phys.* 1991. Vol. 69, Iss. 11. P. 7844–7847. DOI: 10.1063/1.347516
24. Joppich W., Mijalković S. *Multigrid methods for process simulation*. Vienna: Springer Vienna, 1993.
25. Laux S.E. On particle-mesh coupling in Monte Carlo semiconductor device simulation. *IEEE Trans. Comput. Aided Des. Integr. Circuits Syst.* 1996. Vol. 15, Iss. 10. P. 1266–1277. DOI: 10.1109/43.541446
26. Botsula O., Prykhodko K., Zozulia V. Impact ionization in graded gap transferred electron diode. *2021 IEEE 3rd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON)*. Lviv, Ukraine, 26–28 Aug. 2021. IEEE, 2021.
27. Adachi S. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications. *J. Appl. Phys.* 1985. Vol. 58, Iss. 3. P. R1–R29. DOI: 10.1063/1.336070
28. Rolland P.A., Friscourt M.R., Salmer G., Constant E. Theoretical study of 100 GHz GaAs transferred-electron devices. *J. Phys. Colloq.* 1981. Vol. 42, Iss. C7. P. 171–176. DOI: 10.1051/jphyscol:1981719

Стаття надійшла 03.08.2023

REFERENCES

1. Shi, L.-F., Zahid, A., Ren, A., Ali, M.Z., Yue, H., Imran, M.A., Shi, Y., Abbasi, Q.H., 2023. The perspectives and trends of THz technology in material research for future communication — a comprehensive review. *Phys. Scr.*, **98**(6), 065006. DOI: 10.1088/1402-4896/accd9d
2. Song, H.-J., Nagatsuma, T., 2015. *Handbook of Terahertz Technologies*. Jenny Stanford Publishing. DOI: 10.1201/b18381
3. Izumi, R., Suzuki, S., Asada, M., 2017. 1.98 THz resonant-tunneling-diode oscillator with reduced conduction loss by thick antenna electrode. In: *2017 42nd Int. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Cancun, Mexico, 27 Aug. — 1 Sept. 2017. IEEE, 2017. DOI: 10.1109/irmmw-thz.2017.8066877
4. Asada, M., Suzuki, S., 2021. Terahertz Emitter Using Resonant-Tunneling Diode and Applications. *Sensors*, **21**(4), 1384. DOI: 10.3390/s21041384
5. Norkus, R., Paebutas, V., Stanionyte, S., Biciuvas, A., Urbanowicz, A., Krotkus, A., 2019. Terahertz pulse emission from GaInAsBi. In: *2019 44th Int. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Paris, France, 1–6 Sept. 2019. IEEE, 2019. DOI: 10.1109/irmmw-thz.2019.8873704
6. Zhai, D., Héroult, E., Garet, F., Coutaz, J., 2021. Terahertz generation from ZnTe optically pumped above and below the bandgap. *Opt. Express*, **29**(11), 17491. DOI: 10.1364/OE.421282
7. Dai, Y., Lu, Z., Ye, Q., Dang, J., Zhao, S., Lei, X., Yun, J.-H., Zhao, W., Liu, C., 2021. Study of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ Homotype Heterojunction IMPATT Diodes. *IEEE Trans. Electron Devices*, **68**(11), pp. 5469–5475. DOI: 10.1109/ted.2021.3075172
8. Íñiguez-de-la-Torre, A., Íñiguez-de-la-Torre, I., Mateos, J., González, T., Sangaré, P., Faucher, M., Grimbert, B., Brandli, V., Ducournau, G., Gaquière, C., 2012. Searching for THz Gunn oscillations in GaN planar nanodiodes. *J. Appl. Phys.*, **111**(11), 113705. DOI: 10.1063/1.4724350
9. Khalid, A., Dunn, G.M., Macpherson, R.F., Thoms, S., Macintyre, D., Li, C., Steer, M.J., Papageorgiou, V., Thayne, I., Kuball, M., Oxley, C.H., Bajo, M.M., Stephen, A., Glover, J., Cumming, D.R.S., 2014. Terahertz oscillations in an $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ submicron planar Gunn diode. *J. Appl. Phys.*, **115**(11), 114502. DOI: 10.1063/1.4868705
10. Storozhenko, I., Sanin, S., 2022. Advanced Micron Sized Gunn Diode Based on Graded-Gap GaPAs — GaInAs. *J. Nano- Electron. Phys.*, **14**(1), 01027. DOI: 10.21272/jnep.14(1).01027
11. Storozhenko, I., 2020. Gunn Diodes Based on Graded-gap GaInPAs. *J. Nano- Electron. Phys.*, **12**(1), 01015. DOI: 10.21272/jnep.12(1).01015
12. Hong-Liang, Z., Yang, L.-A., Zou, H., Ma, X., Hao, Y., 2019. Enhancement of Negative Differential Mobility Effect in Recessed Barrier Layer AlGaIn/GaN HEMT for Terahertz Applications. *IEEE Trans. Electron Devices*, **66**(3), pp. 1236–1242.
13. Urteaga, M., Pierson, R., Rowell, P., Jain, V., Lobisser, E., Rodwell, M.J.W., 2011. 130nm InP DHBTs with $f_t > 0.52$ THz and $f_{\text{max}} > 1.1$ THz. In: *2011 69th Annual Device Research Conf. (DRC)*. Santa Barbara, CA, USA, 20–22 June 2011. IEEE, 2011.
14. Song, L., Zhao, M., 2018. The research of W-band high order frequency multiplier based on avalanche diode. *Prog. Electromagn. Res. Lett.*, **72**, pp. 45–53. DOI: 10.2528/pierl17092109

15. Lukin, K.A., Cerdeira, H.A., Maksymov, P.P., 2003. Self-oscillations in reverse biased pn junction with current injection. *Appl. Phys. Lett.*, **83**(22), pp. 4643–4645. DOI: 10.1063/1.1627939
16. Stake, J., Malko, A., Bryllert, T., Vukusic, J., 2017. Status and Prospects of High-Power Heterostructure Barrier Varactor Frequency Multipliers. *Proc. IEEE*, **105**(6), pp. 1008–1019. DOI: 10.1109/jproc.2016.2646761
17. Prykhodko, K.H., Zozulia, V.O., Botsula, O.V., 2017. Graded band gap InGaAs diodes for terahertz applications. In: *2017 IEEE Int. Young Scientists' Forum on Applied Physics and Engineering (YSF)*. Lviv, Ukraine, 17–20 Oct. 2017. IEEE, 2017.
18. Prokhorov, E.D., Botsula, O.V., 2011. Negative differential conductivity of a tunnel side- boundary semiconductor diode. *Telecommunications and Radio Engineering*, **70**(9), pp. 809–818. DOI: 10.1615/telecomradeng.v70.i9.50
19. Botsula, O.V., Prykhodko, K.H., Zozulia, V.O., 2019. Diodes with Lateral n^+-n-n^+ -Border. In: *2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON)*, Lviv, Ukraine, 2–6 July 2019. IEEE, 2019. DOI: 10.1109/ukrcon.2019.8879884
20. Botsula, O.V., Zozulia, V.O., 2021. Energy and Frequency Properties of Planar n^+-n-n^+ Diodes with Active Side Boundary. *J. Nano- Electron. Phys.*, **13**(6), 06028. DOI: 10.21272/jnep.13(6).06028
21. Botsula, O.V., Zozulia, V.O., 2020. Generation of THz Oscillations by Diodes with Resonant Tunneling Boundaries. *J. Nano- Electron. Phys.*, **12**(6), 06037. DOI: 10.21272/jnep.12(6).06037
22. Jacoboni, C., Reggiani, L., 1983. The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials. *Rev. Mod. Phys.*, **55**(3), pp. 645–705. DOI: 10.1103/revmodphys.55.645
23. Brennan, K.F., Mansour, N.S., 1991. Monte Carlo calculation of electron impact ionization in bulk InAs and HgCdTe. *J. Appl. Phys.*, **69**(11), pp. 7844–7847. DOI: 10.1063/1.347516
24. Joppich, W., Mijalković, S., 1993. *Multigrid methods for process simulation*. Vienna: Springer Vienna.
25. Laux, S.E., 1996. On particle-mesh coupling in Monte Carlo semiconductor device simulation. *IEEE Trans. Comput. Aided Des. Integr. Circuits Syst.*, **15**(10), pp. 1266–1277. DOI: 10.1109/43.541446
26. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V., 2021. Impact ionization in graded gap transferred electron diode. In: *2021 IEEE 3rd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON)*. Lviv, Ukraine, 26–28 Aug. 2021. IEEE, 2021.
27. Adachi, S., 1985. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications. *J. Appl. Phys.*, **58**(3), pp. R1–R29. DOI: 10.1063/1.336070
28. Rolland, P.A., Friscourt, M.R., Salmer, G., Constant, E., 1981. Theoretical study of 100 GHz GaAs transferred-electron devices. *J. Phys. Colloq.*, **42**(C7), pp. 171–176. DOI: 10.1051/jphyscol:1981719

Received 03.08.2023

V.O. Zozulia, O.V. Botsula, K.H. Prykhodko

V.N. Karazin Kharkiv National University
4, Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

A PLANAR n^+-n-n^+ GaAs DIODE WITH GaInAs-BASED
GRADED-GAP ACTIVE SIDE BOUNDARY

Subject and Purpose. The generation of millimeter-wave oscillations by a planar GaAs diode with active side boundary (ASB) is considered. The diode structure is placed on a semiconductor semi-insulating substrate and represents a GaAs channel approximately 1 μm long. Its lateral surface carries a semiconductor element based on a graded-gap GaInAs layer electrically connected to the anode. The work seeks to assess the oscillation efficiency and the maximum output power of the diode oscillator loaded with a single-circuit resonator, determine the oscillation frequency cut-off, and estimate how the energy and frequency characteristics of the diode are influenced by the impact ionization and GaInAs spatial distribution in the graded-gap layer.

Methods and Methodology. The carrier transport processes in the diode are simulated using a two-dimensional model, the particle ensemble Monte Carlo method, and the full geometric multigrid method to determine the electric field distribution in the diode.

Results. The characteristics of direct-current diodes have been obtained, along with frequency dependences of the oscillation efficiency and output power of based on them oscillators in a range of ASB parameters. The effect that the impact ionization and the GaInAs spatial distribution in the graded-gap layer exert on the maximum power of the alternating current at frequencies above 180 GHz has been analyzed. A possibility has been shown to generate alternating electric currents at frequencies up to 300 GHz, with the efficiency of the oscillators upon the examined ASB-diodes being two to three times higher than the efficiency of oscillators upon conventional GaAs-based planar diodes.

Conclusions. It has been confirmed that ASB-diodes hold much promise for the alternating current generation at frequencies up to 300 GHz. The ASB application increases the output power of the device and extends the frequency range compared to the ordinary planar diode. The impact ionization in the graded-gap layer improves the diode characteristics but is not the decisive factor. The efficiency and the output power of the diode oscillator are most exerted by the ASB position relative to the diode electrodes. Diodes with the ASB located closer the cathode provide a larger oscillation power. The ASB position closer to the anode yields higher frequencies.

Keywords: millimeter wave, active side boundary (ASB), graded layer, impact ionization, mole fraction, oscillation efficiency, output power, intervalley transfer of electrons.