

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису

**Зозуля Валерій Олександрович**

УДК 621.382.2.029.66/.7(043.5)

**ДИСЕРТАЦІЯ**

**«АКТИВНІ НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПЛАНАРНІ ЕЛЕМЕНТИ  
СУБМІЛІМЕТРОВОГО ТА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНІВ»**

Спеціальність 105 - «Прикладна фізика та наноматеріали»

(Галузь знань 10 - Природничі науки)

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

\_\_\_\_\_ В.О. Зозуля

Науковий керівник:

Боцула Олег Вікторович, кандидат фізико-математичних наук, доцент.

Харків – 2023

## АНОТАЦІЯ

Зозуля В. О. Активні напівпровідникові планарні елементи субміліметрового та терагерцового діапазонів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 – Прикладна фізика та наноматеріали (Галузь знань 10 – Природничі науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2023.

Тема дисертації обумовлена розвитком технологій пов'язаних з використанням високочастотного випромінювання в області субміліметрових та терагерцових хвиль та розробкою терагерцових систем. Інтерес до таких систем постійно зростає, що обумовлено унікальними характеристиками терагерцового випромінювання. Серед найбільш цінних функцій, які ефективно можуть бути реалізовані в терагерцовому діапазоні, можна відзначити неінвазійний і безруйнівний контроль, військові системи, засоби безпеки, медицина та збереження здоров'я, матеріалознавство та обробку промисловість. Найбільший прогрес у використанні терагерцових хвиль передбачається в системах формування зображення та безпроводної передачі даних, зокрема ближнього радіусу дії, в яких завдяки використанню терагерцового випромінювання зростає об'єм інформації, що передається, та швидкість передачі даних. Практичне широке застосування таких систем в значній мірі пов'язане з потребою в мініатюрних (що можуть стати, наприклад, елементом мобільного телефону) джерел, випромінювачів та приймачів терагерцового діапазону.

Проблемою створення малогабаритних твердотілих активних елементів терагерцового діапазону стали фундаментальні обмеження, обумовленні природою переносу заряду в них, сукупність яких отримало назву “терагерцове провалля” через неефективність роботи приладів в цьому діапазоні. Одним з можливих напрямків просування в терагерцовий діапазон є використання традиційних твердотілих приладів на зразок діодів Ганна або лавино-

пролітних діодів шляхом розробки нових підходів до конструювання приладів та нових концепцій, що призводять до покращення їх частотних властивостей і створення на їх основі нових активних елементів терагерцового діапазону.

Метою проведення роботи стало дослідження фізичних процесів в твердотільних надвисокочастотних приладах, які реалізовані у вигляді планарних напівпровідникових діодних структур з активними елементами на бічній границі, визначення їх характеристик та пошук можливих шляхів підвищення ефективності та покращення частотних властивостей для роботи на частотах терагерцового та субтерагерцового діапазонів.

Основними завданнями дисертації є: розробка математичних моделей та методів числового моделювання фізичних процесів пов'язаних з переносом електричного заряду в напівпровідникових діодних планарних структурах, що мають складну геометрію та містять різноманітні за електричними властивостями області, з використанням багатосіткових алгоритмів розв'язання рівняння Пуассона для визначення розподілу потенціалу і електричного поля та багаточастинкового методу Монте-Карло для врахування високочастотних процесів електронного транспорту та розсіювання носіїв заряду; розробка програмного комплексу для 2D-моделювання надвисокочастотних напівпровідникових приладів, що враховує їх структуру та особливості перенесення заряду; проведення моделювання нестационарних процесів в планарних гомогенних та гетерогенних структурах, що містять бічні активні елементи різного типу, зокрема із суттєвими відмінностями їх властивостей від властивостей каналу, на зразок поєднання квазікласичних та квантових областей; отримання просторових розподілів напруженості електричних і квазіелектричних полів, дрейфової швидкості та енергії носіїв заряду з урахуванням складної структури зони провідності; отримання залежності струму, що протікає через вказані структури, для випадку постійних та змінних у часі напруг; встановлення особливостей формування нестійкостей струму, які виникають в діодних структурах, що досліджуються; отримання енергетичних характеристик діодів на змінному струмі; визначення

частотних властивостей діодних структур з активними бічними границями з точки зору отримання генерації ними електромагнітних коливань та можливостей їх використання на частотах терагерцового діапазону; визначення оптимальних параметрів приладів та відповідних конструктивних елементів з точки зору отримання максимальних частот.

Основним методом досліджень є числове моделювання, що базується на використанні багаточастинкового методу Монте-Карло, що дозволяє врахувати високочастотні властивості матеріалу та проаналізувати процеси переносу зарядів у розглянутих структурах на частотах терагерцового діапазону.

У першому розділі дисертації робиться аналіз стану розробки твердотілих високочастотних приладів, можливі шляхи та напрямки покращення їх , фізичні явища, що можуть бути використанні для покращення частотних властивостей приладів.

У другому розділі наведено детальний опис математичної моделі та особливості реалізації методу Монте-Карло для аналізу високочастотних процесів перенесення заряду в планарних структурах з активною бічною границею, яка враховує наявність носіїв заряду обох типів (електронів і дірок), процесів ударної іонізації та неоднорідного розподілу складу напівпровідникового матеріалу. Також наводяться основні співвідношення, що описують процеси розсіяння носіїв заряду, та процедури вибору кінцевих станів.

Описано особливості отримання розподілу електричного поля в діоді та алгоритми числової реалізації повного багатосіткового геометричного методу розв'язання рівняння Пуассона з врахуванням особливостей формування бічної активної границі в діоді. Описано особливості реалізації варізонної концепції та її числової реалізації при моделюванні електронного транспорту у варізонних структурах. Для базових матеріалів, що використовуються в напівпровідникових приладах, приводяться результати розрахунку їх

основних кінетичних характеристик та проводиться порівняння їх із розрахунками, отриманими іншими авторами, та результатами експериментів.

У третьому розділі розглянуто концепцію створення планарних діодних структур, що містять активні напівпровідникові елементи, розміщені на бічній поверхні діода та електрично з'єднані з анодом. Ці активні елементи формують активну бічну границю діода, яка впливає на процеси генерації електромагнітних коливань, що пов'язані з ефектом міждолинного перенесення електронів та пролітними явищами характерними для субмікронних напівпровідникових структур. Досліджується особливості процесів переносу заряду в запропонованих діодах та залежність генерації і частотних властивостей діодів від електрофізичних параметрів активної границі та структури бічного активного елемента.

Проводиться пошук конфігурації приладів з точки зору підвищення граничних частот генерації. Досліджено формування нестійкостей струму в планарних, гомогенних за складом діодах на основі GaAs та InP з відповідними активними границями на основі напівпровідників GaAs, InP та в діодах з активними гетероструктурами GaAs/InGaAs та InP/InGaAs. Аналізуються високочастотні характеристики, проводиться оптимізація їх за ефективністю та визначаються граничні частотні межі їх роботи. Всі діоди розглядаються в контексті можливості виникнення ударної іонізації в них та з урахуванням можливих обмежень їх робочих параметрів.

У четвертому розділі розглянуто можливість використання в якості бічного активного елемента варізонної структури, що утворена напівпровідниковим матеріалом, який має залежний від координати склад. В якості об'єкта дослідження розглянуто планарну діодну структуру з каналом на основі GaAs та бічним активним елементом на основі варізонного шару InGaAs склад якого змінюється від GaAs в області катоду, що граничить з каналом, до InGaAs з малими вмістом галію на аноді. Аналіз діодів проводиться з врахуванням процесів ударної іонізації в них та електронно-діркового транспорту. Отримано статичні та динамічні характеристики діодів,

а також енергетичні та частотні характеристики. Досліджується вплив ударної іонізації на виникнення нестійкостей струму та частотну межу роботи діодів.

У п'ятому розділі концепція планарних діодних структур з активними напівпровідниковими елементами поширюється на структури, в яких бічний елемент являє собою резонансно-тунельну структуру (РТС). Розглянуто діоди з каналом на основі GaAs та бічним активним елементом з РТС зі структурою GaAs/AlGaAs/GaAs. Визначено статичні та динамічні характеристики діодних структур та їх залежність від електрофізичних параметрів та параметрів структури РТС. Зокрема, досліджено вплив концентрації, положення РТС та параметрів бар'єрів та квантової ями в РТС. Отримано енергетичні та частотні характеристики діодів як генераторів електромагнітних коливань терагерцового діапазону. Встановлено частотні межі їх роботи та фактори, які на них впливають.

На результати роботи отримано 2 свідоцтва на винаходи.

Наукова новизна результатів роботи полягає в наступному:

Вперше показано, що введення додаткових елементів, електрично з'єднаних з анодним контактом, призводить до розширення діапазону частот діода в бік високих частот навіть за умови співпадіння параметрів матеріалів в основній частині діодної структури і бічному активному елементі.

Вперше показана можливість отримання широкополосної генерації структурами з активними бічними границями на основі GaAs від 100 до 300 ГГц з використання традиційних матеріалів з максимальною ефективністю до 3%, за умови обмеження напруги живлення величинами меншими 2,5 В.

Вперше показано, що використання гетероструктури GaAs -  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  в діоді з GaAs каналом дозволяє підвищити ефективність генерації більш ніж в 4 рази з використанням гомогенного матеріалу. Вперше продемонстровано можливість отримання широкополосної генерації структурами з активними бічними границями на основі InP на частотах до 350 ГГц при роботі на основній частоті з максимальною ефективністю генерації до 2,5%.

Досліджено генерацію електромагнітних коливань діодами, що містять варізонні шари  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ , в яких можливе виникнення ударної іонізації та встановлені частотні межі їх роботи. Показано, що у вказаних діодах можлива генерація коливань на частотах до 400 ГГц. Вперше запропоновано планарну конструкцію діода, що містить розміщений на бічній поверхні діода активний елемент на основі варізонного напівпровідника  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ , в якому створені умови для виникнення ударної іонізації, та показано вплив такого елемента на зміну частотного діапазону роботи діоду. Встановлено, що частота, відповідає максимальній ефективності, в такому елементі мало залежить від впливу ударної іонізації, проте максимальні частоти генерації більші ніж в звичайних планарних діодах на основі GaAs. Частотна межа його роботи досягає частоти більшої 300 ГГц, а частотний діапазон має значну ширину (від десятків гігагерц до 300 ГГц) у безперервному режимі генерації.

Вперше показано можливість отримання генерації електромагнітних коливань терагерцового діапазону діодами на основі GaAs з активними бічними границями у вигляді резонансно-тунельної структури. Встановлено, що верхня частотна межа таких діодів може перевищувати 500 ГГц. Максимальна ефективність коливань досягала 10% і відповідала частоті близько 110 ГГц, що знаходиться у відповідності до часу перенесення електронів через канал діода. Частотний діапазон роботи діодів має значну ширину (від десятків гігагерц до 300 ГГц) у безперервному режимі генерації

**Ключові слова:** планарна діодна структура, бічний активний елемент, нестійкості струму, напруженість електричного поля, ефективність генерації, резонансно-тунельна структура, варізонний шар, ударна іонізація, розсіяння, мікрохвилі, наноструктури, терагерцовий діапазон, моделювання, ефект міждолинного переносу електронів, резонатор.

## ABSTRACT

Zozulia V. O. Active semiconductor planar elements of submillimeter and terahertz ranges. Qualification scholarly paper: a manuscript.

Thesis submitted for obtaining the Doctor of Philosophy degree in Natural Sciences, Speciality 105 – Applied Physics and Nanomaterials. – V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2023.

The aim of the dissertation is due to the development of technologies related to the use of high-frequency radiation in the field of submillimeter and terahertz waves and the development of terahertz systems. Interest in such systems is constantly growing due to the unique properties of terahertz radiation. Among the most valuable functions that can be effectively implemented in the terahertz range are non-invasive and non-destructive control, military and security systems, medicine and healthcare, materials science, and defense systems. The greatest progress in the use of terahertz waves is expected in imaging and wireless data transmission systems, in particular, short-range systems, where the use of terahertz radiation increases the amount of transmitted information and data transmission rate. The practical widespread use of such systems is largely due to the need for miniature transmitters (for example, a cell phone element) and receivers that can operate in the terahertz range.

The problem of fabrication of small-sized solid-state active elements in the terahertz range is the fundamental limitations due to the processes of charge transfer in such devices, the totality of which is called the "terahertz gap", due to the inefficiency of conventional devices for generation waves in this range. One of the possible ways advancement into the terahertz range is to use traditional solid-state devices such as Gunn diodes or IMPATT diodes by developing new approaches to device design and new concepts that lead to the improvement of their frequency properties and the development of new active elements based on them that can operate in the terahertz range.



The work aimed to investigate physical processes in solid-state ultra-high-frequency devices, which are implemented in the form of planar semiconductor diode structures with active side boundary elements, to determine their characteristics and to search possible opportunities to increase efficiency and improve frequency properties for operation at terahertz and sub-terahertz frequencies.

The main tasks of the thesis are: development of mathematical models and methods of numerical simulation of physical processes of the transport of charge carriers in semiconductor planar diode structures with complex geometry and containing regions with heterogeneous electrical properties, using multigrid algorithms for solving the Poisson equation to determine the distribution of potential and electric field and the multiparticle Monte-Carlo method to take into account for high-frequency processes of transport and scattering for charge carriers; development of a software package for 2D modeling of ultra-high-frequency semiconductor devices, taking into account their structure and charge transport features; to model non-stationary processes in planar homogeneous and heterogeneous structures containing active side elements of different types, in particular with significant differences in their characteristics from those of the channel, such as a combination of quasi-classical and quantum regions; to obtain spatial distributions of electric and quasi-electric field intensity, drift velocity and energy of charge carriers, taking into account, the complex structure of the conduction band; to obtain the dependences of the current flowing through these structures for the case of constant and time-varying voltages; to establish the peculiarities of the formation of current instabilities arising in the diode structures under study; to obtain the energy characteristics of diodes on alternating current; to determine the frequency characteristics of diode structures with active side boundaries in terms of obtaining the generation of electromagnetic oscillations and the possibility of their use at terahertz frequencies; determine the optimal parameters of the devices and the corresponding structural elements in terms of obtaining maximum frequencies.

The main research method is numerical modeling based on the multiparticle Monte Carlo method, which takes into account the high-frequency properties of the material and analyzes the processes of charge transfer in the structures under consideration at terahertz frequencies.

The first chapter of the thesis analyzes the state of development of solid-state high-frequency devices, possible ways and opportunities for improving their characteristics, and physical phenomena that can be used to improve the frequency properties of devices.

The second chapter provides a detailed description of the mathematical model and features of the Monte Carlo method for analyzing high-frequency charge transfer processes in planar structures with an active side boundary, which takes into account the presence of both types of charge carriers (electrons and holes), impact ionization processes, and the inhomogeneous distribution of the semiconductor material composition. The basic relations describing the processes of charge carrier scattering and the procedures for selecting final states are also presented.

The peculiarities of obtaining the electric field distribution in a diode and algorithms for numerical implementation of the full multigrid geometric method for solving the Poisson equation with consideration of the peculiarities of forming the active side boundary in a diode are described. The peculiarities of the implementation of the graded band gap concept and its numerical realization in modeling the transport of charge carriers in graded band gap structures are described.

The results of calculating the main kinetic characteristics of the basic materials used in semiconductor devices are presented and compared with the calculations obtained by other authors and experimental results.

The third chapter discusses the concept of creating planar diode structures containing active semiconductor elements placed on the active region of the diode and electrically connected to the anode. These active elements form the active side boundary of the diode, which affects the processes of generating electromagnetic oscillations associated with the effect of intervalley electron transfer and span phenomena characteristic of submicron semiconductor structures. The peculiarities

of charge transfer processes in the proposed diodes and the dependence of diodes' generation and frequency properties by the electrophysical parameters and the structure of the active side element are investigated.

The optimal device configurations are searched for to increase the cut frequency operating. The formation of current instabilities in planar homogeneous diodes based on GaAs and InP with corresponding active boundaries based on GaAs and InP semiconductors and in diodes with active heterostructures of GaAs/InGaAs and InP/InGaAs is investigated. The high-frequency characteristics are analyzed, and optimized for efficiency, and the cut frequencies of their operation are determined. All diodes are considered in the context of the possibility of impact ionization in them and taking into account possible limitations of their operating parameters.

In the fourth chapter, the possibility of using a graded band gap structure formed by a semiconductor material with a coordinate-dependent composition as an active side element. A planar diode structure with a GaAs-based channel and an active side element based on an InGaAs graded layer, the composition of which varies from GaAs in the cathode region bordering the channel to InGaAs with a small gallium mole fraction on the anode, is considered as the object of investigation. The diodes are analyzed taking into account the processes of impact ionization in them and the transport features of charge carriers. The static and dynamic characteristics of the diodes, as well as the energy and frequency characteristics, are obtained. The influence of impact ionization on the occurrence of current instabilities and the cut frequency of diodes is investigated.

In the fifth chapter, the concept of planar diode structures with active semiconductor elements is extended to structures in which the active side element is a resonant tunnel structure (RTS). Diodes with a GaAs-based channel and an active side element with the RTS structure based on GaAs/AlGaAs/GaAs are considered. The static and dynamic characteristics of the diode structures and their dependence on the electrophysical parameters and the RTS structure are determined. In particular, the effect of the concentration, the dependence of generation efficiency

on the position of the RTS, and the dependence of static characteristics on the parameters of the barriers and quantum well in the RTS are investigated. The energy and frequency characteristics of diodes as generators of electromagnetic oscillations in the terahertz range are obtained. The cut frequencies of their operation and the factors that influence on it are determined.

Two certificates of invention were obtained for the results of the work.

In particular, the following scientific results are obtained in this thesis:

For the first time, it is shown that the addition of elements electrically connected to the anode contact leads to an expansion of the diode frequency range towards high frequencies, even under the condition the material parameters in the main part of the diode structure and the active side border.

The possibility of broadband generation by structures with active side borders based on GaAs from 100 to 300 GHz using traditional materials with a maximum efficiency of up to 3%, provided that the supply voltage is limited to values less than 2,5 V demonstrated.

For the first time, the use of GaAs-In<sub>z</sub>Ga<sub>1-z</sub>As heterostructure in a diode with a GaAs channel allows to increase the generation efficiency by more than 4 times compared to the use of a homogeneous material. For the first time, the possibility of broadband generation by structures with active side borders based on InP at frequencies up to 350 GHz when operating at the fundamental frequency with a maximum generation efficiency of up to 2,5% is demonstrated.

The generation of electromagnetic diodes containing graded band gap In<sub>z</sub>Ga<sub>1-z</sub>As, in which impact ionization is possible, is investigated and the cut frequencies of their operation are established. It is shown that these diodes can generate oscillations at frequencies up to 400 GHz. For the first time, a planar diode design containing an active element based on the graded band gap In<sub>z</sub>Ga<sub>1-z</sub>As semiconductor formed on the active region of the diode, in which conditions for the occurrence of impact ionization are formed, is proposed, and the effect of such an element on changing the frequency range of the diode is shown. It is found that the frequency corresponding to the maximum efficiency in such an element is not much

affected by the influence of impact ionization, but the maximum generation frequencies are higher than in conventional planar diodes based on GaAs. The cut frequency of its operation reaches a frequency of more than 300 GHz, and the frequency range has a significant bandwidth (from 50 to 300 GHz) in the continuous generation mode.

For the first time, the possibility of generating electromagnetic oscillations in the terahertz range by GaAs-based diodes with active side boundaries based on resonant tunnel structure at frequencies above 500 GHz was shown. The maximum efficiency of oscillations was up to 10% and was obtained at a frequency of about 110 GHz, which corresponds to the time of electron transfer through the diode channel with a length of approximately 1 micron. The frequency range of the diodes has a considerable bandwidth (from 50 to 500 GHz) in the continuous generation mode.

**Keywords:** planar diode structure, lateral active element, current instabilities, electric field strength, generation efficiency, resonant tunnel structure, graded layer, impact ionization, scattering, microwave, nanostructures, terahertz range, simulation, transfer electron effect, resonator.

**СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗОЗУЛІ ВАЛЕРІЯ  
ОЛЕКСАНДРОВИЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ**

**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації у фахових виданнях України:**

1. Приходько, К. Г., Боцула, О. В., Зозуля, В. О. (2021). Особливості розвитку ударної іонізації в напівпровідникових сполуках InGaN та InAlN. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка», (34), 19-28. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-03>.

*(Особистий внесок здобувача: брав участь у постановці задачі, брав участь у обговоренні та аналізі результатів, брав участь у верифікації отриманих результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, брав участь у оформленні статті)*

**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації у періодичних наукових виданнях держав, які входять до міжнародних наукометричних баз Scopus:**

2. Botsula, O. V., Zozulia, V. O., Prykhodko, K. H. (2023). Planar n<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> Diode with Active Side Boundary on InP Substrate. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 15(1), 01011–01014. [https://doi.org/10.21272/jnep.15\(1\).01011](https://doi.org/10.21272/jnep.15(1).01011) (Scopus)

*(Особистий внесок здобувача: пошук та верифікація параметрів сполук для моделювання, проведення розрахунків статичних характеристик приладу, проведення розрахунків для отримання генераторної характеристики приладу, обробка отриманих даних, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті)*

3. Botsula, O., Zozulia, V. (2021). Energy and Frequency Properties of Planar n<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> Diodes with Active Side Boundary. *Journal Of Nano- And Electronic Physics*, 13(6), 06028-1-06028-4. [https://doi.org/10,21272/jnep.13\(6\).06028](https://doi.org/10,21272/jnep.13(6).06028) (Scopus)

*(Особистий внесок здобувача: брав участь у постановці задачі, проведення розрахунків статичних характеристик приладу, проведення розрахунків для*

*отримання генераторної характеристики приладу, брав участь у обговоренні та аналізі результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, брав участь у оформленні статті)*

4. Botsula, O., Zozulia, V. (2020). Generation of THz Oscillations by Diodes with Resonant Tunneling Boundaries. *Journal Of Nano- And Electronic Physics*, 12(6), 06037-1-06037-4. [https://doi.org/10,21272/jnep.12\(6\).06037](https://doi.org/10,21272/jnep.12(6).06037) (Scopus)

*(Особистий внесок здобувача: брав участь у постановці задачі, програмна реалізація рішення самоузгодженої системи диференційних рівнянь Пуассона та Шредингера для резонансно-тунельної структури, проведення розрахунків статичних характеристик приладу, проведення розрахунків для отримання генераторної характеристики приладу, брав участь у обговоренні та аналізі результатів, брав участь у верифікації отриманих результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, брав участь у оформленні статті)*

5. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2019). InGaAs-based Graded Gap Active Elements with Static Cathode Domain for Terahertz Range. *Journal Of Nano- And Electronic Physics*, 11(1), 01006-1-01006-5. [https://doi.org/10,21272/jnep.11\(1\).01006](https://doi.org/10,21272/jnep.11(1).01006) (Scopus)

*(Особистий внесок здобувача: брав участь у постановці задачі, брав участь у обговоренні та аналізі результатів, брав участь у верифікації отриманих результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, брав участь у оформленні статті)*

#### **Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:**

6. Zozulia, V. O., Боцула, О. В., Prykhodko, K. H., Sanin, S., Katrich, G., Fedosova, S. (2022). Planar GaAs-InGaAs Heterostructure For Generation In Long Wave Part Of Terahertz Range. *2022 IEEE 3rd KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek)*. <https://doi.org/10.1109/khpiweek57572.2022.9916337>

*(Особистий внесок здобувача: приймав участь у постановці та обґрунтуванні задачі, проводив розрахунки статичних та динамічних характеристик приладу, участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу)*

7. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2021). Impact Ionization in Graded Gap Transferred Electron Diode. *2021 IEEE 3Rd Ukraine Conference On Electrical And Computer Engineering (UKRCON)*.

<https://doi.org/10,1109/ukrcon53503.2021.9575748>

(Особистий внесок здобувача: участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез).

8. Botsula, O., and Zozulia, V. (2020). Operation Principle and Simulation of Planar Diode with Tunnel n-p-n Border. *2020 IEEE Microwave Theory And Techniques In Wireless Communications (MTTW)*.

<https://doi.org/10,1109/mttw51045.2020,9245041>

(Особистий внесок здобувача: приймав участь у постановці та обґрунтуванні задачі, приймав участь у розробці програмної реалізації алгоритму транспорту носіїв заряду через тунельну межу, проводив розрахунки статичних та динамічних характеристик приладу, участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу)

Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2019). Diodes with Lateral n<sup>+</sup>-n -Border. *2019 IEEE 2Nd Ukraine Conference On Electrical And Computer Engineering (UKRCON)*. <https://doi.org/10,1109/ukrcon.2019.8879884>

(Особистий внесок здобувача: приймав участь у постановці та обґрунтуванні задачі, проводив розрахунки статичних та динамічних характеристик приладу, участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу)

9. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2018). Monte Carlo Modeling of the Diodes with Lateral Resonant Tunneling Border. *2018 9Th International Conference On Ultrawideband And Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS)*.

<https://doi.org/10,1109/uwbusis.2018.8520067>

(Особистий внесок здобувача: приймав участь у постановці та обґрунтуванні задачі, приймав участь у розробці програмної реалізації алгоритму транспорту носіїв заряду через резонансно-тунельну межу та у програмній реалізації чисельного рішення системи диференційних рівнянь Пуассона та



*Шредінгера для резонансно-тунельної структури, проводив розрахунки статичних та динамічних характеристик приладу, участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу)*

10. Prykhodko, K., Zozulia, V., Botsula, O. (2017). Graded band gap InGaAs diodes for terahertz applications. *2017 IEEE International Young Scientists Forum On Applied Physics And Engineering (YSF)*. <https://doi.org/10.1109/ysf.2017.8126637>

*(Особистий внесок здобувача: участь у створенні програм для обробки даних, проведення розрахунків, підготовка тез для публікації)*

**Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:**

11. Боцула О. В., Зозуля В. О. (2022). *Планарний діод для генерації в терагерцовому діапазоні* (Патент України на корисну модель, № 150188), Національний Орган Інтелектуальної Власності Державне Підприємство "Український Інститут Інтелектуальної Власності". <https://sis.ukrpatent.org/uk/search/detail/1673142/>.

*(Особистий внесок здобувача: пошук та аналіз аналогів, складання формули винаходу).*

12. Боцула О. В., Зозуля В. О. (2022). *Планарний діодний активний елемент для ширококутної генерації в довгохвильовій частині терагерцового діапазону* (Патент України на корисну модель, № 151652), Національний Орган Інтелектуальної Власності Державне Підприємство "Український Інститут Інтелектуальної Власності". <https://sis.ukrpatent.org/uk/search/detail/1703072/>.

*(Особистий внесок здобувача: пошук та аналіз аналогів, складання формули винаходу).*

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	21
ВСТУП .....	22
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА ВИБІР НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕНЬ .	29
1.1. Пристрої для генерації електромагнітних хвиль терагерцового та субтерагерцового діапазону .....	29
1.2. Планарні діоди субтерагерцового та терагерцового діапазонів, що працюють на ефекті міждолинного переносу електронів .....	41
Висновки до розділу 1 .....	49
РОЗДІЛ 2. МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ АКТИВНИХ ПЛАНАРНИХ ДІОДНИХ ЕЛЕМЕНТІВ.....	51
2.1. Обґрунтування математичного підходу та методу моделювання.....	51
2.2. Закони дисперсії носіїв заряду та вибір параметрів напівпровідникових сполук, що розглядаються .....	58
2.3. Механізми розсіяння, які враховуються при моделюванні.....	64
2.4. Загальна процедура моделювання методом Монте-Карло .....	70
2.5. Визначення розподілу напруженості електричного поля та струму .....	73
2.6. Верифікація математичної моделі .....	79
Висновки до розділу 2 .....	82
РОДІЛ 3. ПЛАНАРНІ СТРУКТУРИ З АКТИВНИМИ БІЧНИМИ ГРАНИЦЯМИ НА ОСНОВІ ГОМОГЕННИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ .....	83
3.1. Діоди з активною $n^+$ - $n$ -границею на основі GaAs .....	83
3.1.1. Характеристики діодів на постійному струмі .....	85
3.1.2. Генерація надвисокочастотних коливань.....	87
3.2. Діоди з активною $n^+$ - границею на основі InP.....	92
3.2.1. Особливості процесів переносу заряду в діоді з InP-каналом.....	93

	19
3.2.2. Генерація коливань .....	98
Висновки до розділу 3 .....	103
<b>РОЗДІЛ 4. АКТИВНІ ЕЛЕМЕНТИ З ВАРІЗОННИМИ ШАРАМИ ТА ПЛАНАРНІ СТРУКТУРИ З БІЧНИМИ ГРАНИЦЯМИ НА ЇХ ОСНОВІ ...</b>	<b>104</b>
4.1. Обґрунтування та постановка задачі .....	105
4.2. Вплив ударної іонізації на роботу варізонних діодів з МПЕ .....	111
4.3. Генерація коливань у варізонних діодах з МПЕ в умовах ударної іонізації. ....	115
4.4. Планарні активні елемент з бічною границею .....	122
4.4.1. Структура та ВАХ діодів .....	123
4.4.2. Генерація коливань в планарному діоді з активною бічною границею на основі $In_zGa_{1-z}As$ в умовах відсутності ударної іонізації.....	128
4.4.3. Надвисокочастотна генерація в планарному діоді з ударною іонізацією в бічному активному елементі .....	132
Висновки розділу 4.....	138
<b>РОЗДІЛ 5. ПЛАНАРНІ СТРУКТУРИ З АКТИВНИМИ РЕЗОНАНСНО- ТУНЕЛЬНИМИ БІЧНИМИ ГРАНИЦЯМИ .....</b>	<b>140</b>
5.1. Математична модель діодів з активною бічною границею на основі тунельних структур.....	141
5.1.1. Моделювання діодів з активною бічною границею з урахуванням ефекту резонансного тунелювання.....	141
5.1.2. Верифікація методу Монте – Карло, як методу моделювання резонансного тунелювання .....	148
5.2. Частотні характеристики діодів з резонансно-тунельними границями .....	154
Висновки до розділу 5 .....	160
<b>ВИСНОВКИ.....</b>	<b>161</b>
<b>СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....</b>	<b>163</b>

ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ .....	187
ДОДАТОК Б. ПАРАМЕТРИ НАПІВПРОВІДНИКІВ ВИКОРИСТАНИХ ПРИ МОДЕЛЮВАННІ.....	191
ДОДАТОК В. ПАТЕНТИ НА КОРИСНУ МОДЕЛЬ .....	193

**ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ**

HEMT – транзистори з високою рухливістю електронів

HBT – гетероперехідні біполярні транзистори

РТД – резонансно-тунельний діод

ЛПД – лавинно-пролітний діод

ДГ – діод Ганна

ККЛ – квантово- каскадний лазер

НДП – негативна диференціальна провідність

МПЕ – міждолинний перенос електронів

УІ – ударна іонізація

РТС – резонансно-тунельна структура

АБГ – активна бічна границя

РТГ – резонансно-тунельна границя

ВАХ – вольтамперна характеристика

ОПЗ – область просторового заряду

НВЧ – надвисокочастотний

ККД – коефіцієнт корисної дії

## ВСТУП

### Обґрунтування вибору теми дослідження

Терагерцовий та субтерагерцовий діапазони відповідають частотам від приблизно 100 ГГц до 1 ТГц [1] із відповідним інтервалом довжин хвиль від 0,03 до 3 мм. Цей частотний інтервал займає частину електромагнітного спектра між інфрачервоним (ІЧ) і мікрохвильовим діапазонами. Терагерцове випромінювання поєднує переваги оптичного та мікрохвильового діапазонів, такі як: відсутність іонізуючого ефекту, здатність проникати крізь непрозорі об'єкти, малий коефіцієнт затухання в атмосфері та високу інформаційну здатність, можливість спрямованого випромінювання. Чисельні унікальні властивості терагерцового випромінювання можуть знайти досить багато застосувань для практичних розробок, що є причиною розвитку терагерцової технології [2,3]. Очікується, що за рядом параметрів такі системи матимуть переваги над існуючими аналогічними системами мікрохвильового та оптичного діапазонів. Як приклад, терагерцове випромінювання може використовуватися для досліджень структури молекул та кристалів [4], для діагностичних цілей в області медицини [5,6] та для неструктурної оцінки якості матеріалів [7]. Одним з найперспективніших напрямків застосування терагерцового випромінювання є високошвидкісний бездротовий зв'язок з високою пропускнуою здатністю та низьким рівнем інтерференції [8,9]. Терагерцовий діапазон має великий потенціал для застосування у системах безпеки, зокрема для створення засобів ідентифікації небезпечних речовин та виявлення прихованих предметів, прозорих в рентгенівському діапазоні [10-13].

Практична реалізація пристроїв, які здатні працювати в терагерцовому діапазоні, повинна задовольняти наступним критеріям: ефективність, відносна простота, невеликі габарити, здатність генерувати при нормальних умовах, достатня вихідна потужність, можливість налаштування та частотної перебудови.

Складність створення ефективних терагерцових джерел пов'язана з тим, що в терагерцовому діапазоні неефективно застосовуються добре розроблені методи генерації випромінювання сусідніх оптичного та мікрохвильового діапазонів. За даними досліджень основним засобом отримання терагерцового діапазону є збільшення робочої частоти у мікрохвильових пристроях, або зменшення робочої частоти у оптичних приладах, що є, зазвичай, досить складною задачею [14-16]. Наприклад, оптичні генератори когерентного випромінювання, які засновані на вимушених переходах електронів між рівнями, не можуть бути ефективними генераторами ТГц через малу величину кванту терагерцового випромінювання в результаті чого теплова релаксація лазерних рівнів при кімнатній температурі приводить до вирівнювання населеності та швидкої релаксації інверсії.

Одним із можливих напрямків отримання коливань терагерцового діапазону є використання приладів напівпровідникової електроніки, які широко застосовуються для генерації, як у мікрохвильовому (діоди Ганна), так і в оптичному (лазерні діоди) діапазонах. Основною перевагою таких приладів є відносно малий розмір та здатність працювати за кімнатних температур.

На даний момент основною проблемою є обмеження роботи приладів напівпровідникової електроніки на частотах терагерцового діапазону, що проявляється у зниженні вихідної потужності, коефіцієнту корисної дії та зменшення верхньої частотної межі їх роботи.

З огляду на перспективність використання терагерцових систем у найближчому майбутньому актуальність досліджень, які відносять до розробки напівпровідникових джерел терагерцового і субтерагерцового діапазонів на сьогодні є високою як в теоретичній так і в практичній площині.

У даній роботі розглядаються можливості удосконалення існуючих напівпровідникових структур та розробка концепцій нових надвисокочастотних приладів з використанням напівпровідникових гетероструктур, варізонних напівпровідникових матеріалів та поєднання

ефектів міждолинного перенесення електронів з ударною іонізацією та ефектом резонансного тунелювання.

### **Мета та завдання дослідження**

Метою дисертаційної роботи є пошук і вдосконалення напівпровідникових структур здатних генерувати електромагнітні коливання у терагерцовому та субтерагерцовому діапазонах. Відповідно до цього в роботі розглянуто наступні задачі:

1. Вдосконалення фізико-математичної моделі для аналізу процесів переносу носіїв заряду та нестійкостей струму у напівпровідникових структурах із гетеропереходами, у структурах із залежністю складу від координати з урахуванням складної геометрії приладів та поєднанні процесів міждолинного перенесення електронів, тунелювання та ударної іонізації.

2. Дослідження енергетичних та частотних характеристик діодних планарних структур з гомогенними активними бічними границями на основі матеріалів GaAs, InGaAs та InP.

3. Дослідження можливості отримання генерації в терагерцовому діапазоні з використанням варізонних діодних елементів з ударною іонізацією та планарних діодів з варізонними активними бічними границями.

4. Дослідження енергетичних та частотних характеристик діодних планарних структур з резонансно-тунельними активними бічними границями.

**Об'єкт дослідження** – процес генерації електромагнітних коливань з використанням напівпровідникових структур з активними бічними границями.

**Предмет дослідження** – розподіли електричних і квазіелектричних полів, електричного потенціалу, концентрації носіїв заряду, а також енергетичні та частотні характеристики напівпровідникових структур із активними бічними границями.

### **Методи дослідження**

Для дослідження та аналізу фізичних процесів у структурах з активними бічними границями використовуються математичне моделювання, що полягає



в отриманні розв'язку кінетичного рівняння для носіїв заряду у квазікласичному наближенні з використанням багаточастинкового методу Монте-Карло. Реалізація такого підходу дозволяє провести комплексний аналіз нестационарних процесів у складних структурах, які є поєднанням різнорідних за властивостями областей, гетероструктур та варізонних шарів, в умовах міждолинного переносу електронів, ударної іонізації та тунелювання.

### **Наукова новизна отриманих результатів.**

1. Вперше показано, що введення додаткових елементів, що розміщені на каналі планарного діода та електрично з'єднані з анодним контактом, призводить до розширення діапазону частот діода в бік високих частот, навіть за умови співпадіння параметрів матеріалів в основній частині діодної структури і бічному активному елементі.

2. Показана можливість отримання широкосмугової генерації структурами з активними бічними границями на основі GaAs в діапазоні від 100 до 300 ГГц з використанням традиційних матеріалів з максимальною ефективністю до 3%, за умови обмеження напруги живлення величинами меншими 2,5 В.

3. Вперше показано, що використання гетероструктури GaAs -  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  в діоді з GaAs - каналом дозволяє підвищити ефективність генерації більш ніж в 4 рази в порівнянні з використанням гомогенного матеріалу.

4. Вперше продемонстровано можливість отримання широкосмугової генерації структурами з активними бічними границями на основі InP на частотах до 350 ГГц, при їх роботі на основній частоті з максимальною ефективністю генерації до 2,5%.

5. Вперше показано можливість отримання генерації електромагнітних коливань терагерцового діапазону діодами на основі GaAs з активними бічними границями у вигляді резонансно-тунельної структури на частотах вище 500 ГГц. Максимальна ефективність коливань становила до 10% і була отримана на частоті близько 110 ГГц, що відповідає часу перенесення електрона через канал діода.

б. Вперше запропоновано планарну конструкцію діода, що містить активний елемент на основі варізонного напівпровідника, який розміщується на бічній поверхні діода та показаний вплив такого елемента на розширення частотного діапазону роботи діоду. Встановлено, що частота, що відповідає максимальній ефективності в такому елементі відповідає планарному діоду з міждолинним перенесенням електронів, проте значно розширена в область високих частот з максимальним значенням частоти більше 300 ГГц в режимі генерації на основній частоті.

#### **Особистий внесок здобувача.**

Всі наукові публікації виконано у співавторстві. Здобувач брав участь у постановці та розв'язанні задач, програмної реалізації чисельних алгоритмів, та в обробці і аналізі результатів розрахунку та їх інтерпретації.

В роботах [17,19,20,25,27-29] автору належить розробка алгоритмів та програмна реалізація математичної моделі електронного транспорту у діодах з бічною границею. У роботах [18,21-23,26,30] здобувач брав участь у отриманні результатів та їх інтерпретації. У роботах [17,21] автор брав участь у розробці математичної моделі електронного транспорту, проведенні розрахунків та інтерпретації результатів. У роботах [22-24,26] автор брав участь у обговоренні концепції та у проведенні числового моделювання. В роботах [31,32] автор виконав патентний пошук і запропонував формулу винаходу. Результати робіт [23,25,27,29] представлені на конференціях здобувачем особисто.

#### **Апробація результатів дисертації.**

Матеріали дисертаційного дослідження доповідалися на наступних міжнародних конференціях:

1. Zozulia, V. O., Botsula, O. V., Prykhodko, K. H., Sanin, S., Katrich, G., Fedosova, S. (2022). Planar GaAs-InGaAs Heterostructure For Generation In Long Wave Part Of Terahertz Range. *2022 IEEE 3rd KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek)*. <https://doi.org/10.1109/khpiweek57572.2022.9916337>

2. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2021). Impact Ionization in Graded Gap Transferred Electron Diode. *2021 IEEE 3Rd Ukraine Conference On Electrical And Computer Engineering (UKRCON)*. <https://doi.org/10.1109/ukrcon53503.2021.9575748>
3. Botsula, O., Zozulia, V. (2020). Operation Principle and Simulation of Planar Diode with Tunnel n-p-n Border. *2020 IEEE Microwave Theory And Techniques In Wireless Communications (MTTW)*. <https://doi.org/10.1109/mttw51045.2020.9245041>
4. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2019). Diodes with Lateral n+-n -Border. *2019 IEEE 2Nd Ukraine Conference On Electrical And Computer Engineering (UKRCON)*. <https://doi.org/10.1109/ukrcon.2019.8879884>
5. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2018). Monte Carlo Modeling of the Diodes with Lateral Resonant Tunneling Border. *2018 9Th International Conference On Ultrawideband And Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS)*. <https://doi.org/10.1109/uwbusis.2018.8520067>
6. Prykhodko, K., Zozulia, V., Botsula, O. (2017). Graded band gap InGaAs diodes for terahertz applications. *2017 IEEE International Young Scientists Forum On Applied Physics And Engineering (YSF)*. <https://doi.org/10.1109/ysf.2017.8126637>

### **Структура та обсяг дисертації.**

Дисертаційна робота складається зі вступу, п'яти розділів, висновків, списку використаних джерел та трьох додатків. Обсяг загального тексту дисертації складає 196 сторінки, з них основного тексту 141 сторінки. Робота містить 80 рисунків та 2 таблиці. Список використаних джерел містить 196 найменувань.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами.**

Дисертаційна робота виконана в Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна відповідно до плану науково-дослідних робіт факультету радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем,

зокрема, в межах науково-дослідної роботи «Активні елементи на основі варізонних та моношаруватих напівпровідників для генерації та випромінювання на частотах терагерцового діапазону» № держреєстрації 0120U102290, при виконанні якої здобувач приймав участь як виконавець.

### **Практичне значення отриманих результатів**

Отримані результати можуть стати основою для розробки генераторів міліметрового та субміліметрового діапазонів на основі структур з різними типами активних бічних границь, зокрема для модифікації їх конструкцій та розширення частотного діапазону. На основі запропонованих конструкцій напівпровідникових структур можна створити ефективні генератори електромагнітних коливань у терагерцовому та субтерагерцовому діапазонах. Запропоновані методи модифікування діодів з використанням активних бічних границь можуть стати основою для покращення характеристик існуючих діодів.

За результатами дисертації було отримано два патенти на корисну модель, які наведені у Додатку В.

## РОЗДІЛ 1

### ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА ВИБІР НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕНЬ

#### 1.1. Пристрої для генерації електромагнітних хвиль терагерцового та субтерагерцового діапазону

З огляду на положення терагерцового та субтерагерцового діапазонів у електромагнітному спектрі можна виділити три типи пристроїв за принципом роботи: оптичні, твердотілі та електровакуумні. Порівнюючи пристрої, які реалізують наведені принципи роботи, можна відмітити, що серед них електровакуумні джерела терагерцового та субтерагерцового діапазонів найменш компактні, проте надзвичайно потужні та, відповідно, вимагають високих напруг для отримання генерації. Оптичні пристрої є більш компактнішими за електровакуумні та досить ефективні, однак мають дуже низьку ступінь інтеграції у сучасних електронних пристроях.

Твердотілі пристрої компактні, не потребують особливих умов роботи, мають високу ефективність, їх досить легко інтегрувати у сучасну електроніку, однак вихідна потужність твердотілих пристроїв є досить низькою. Таким чином, за вказаними ознаками використання саме твердотілих джерел у терагерцовому та субтерагерцовому діапазонах має декілька значущих переваг. Основними серед них є: малі габарити, робоча температура та легка інтеграція з іншими електронними компонентами, що робить їх привабливими для практичного застосування.

На сьогодні серед найпоширеніших твердотілих активних елементів, що використовуються в генераторах електромагнітних коливань можна виділити декілька основних груп: квантово-каскадні лазери (ККЛ) [33-41], резонансно-тунельні діоди (РТД) [42-53], лавинно-прольотні діоди (ЛПД) [54-74], діоди Ганна (ДГ) [33,77-99] та транзистори [33,100-114]. На рис. 1.1 наведено вихідні параметри генерації найпоширеніших пристроїв твердотілої електроніки

діодного типу, що використовуються в терагерцовому та субтерагерцовому діапазонах.

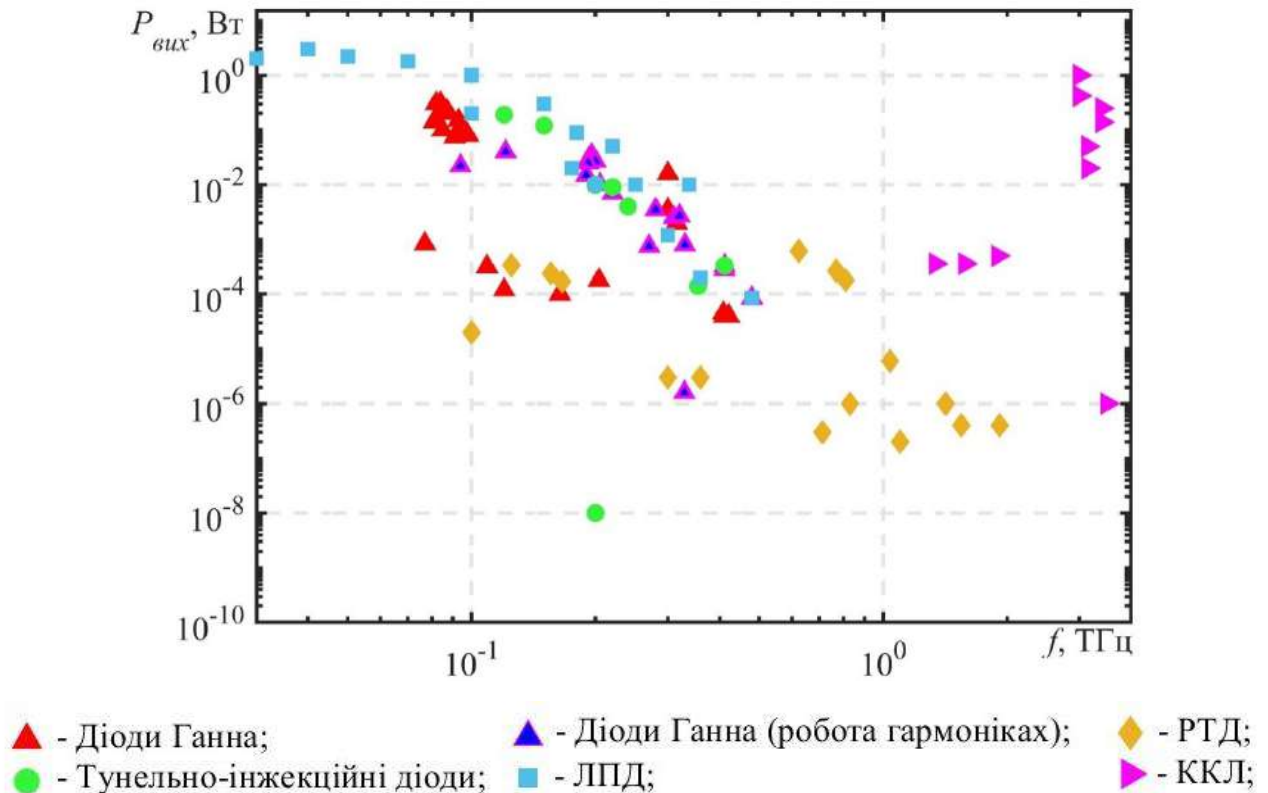


Рис. 1.1. Параметри генерації основних приладів твердотілої електроніки з робочою частотою у субтерагерцовому та терагерцовому діапазонах [33-36,42-55,77-86,100,101]

Слід зазначити, що практична реалізація твердотілих генераторів субтерагерцового та терагерцового діапазонів стикається з деякими труднощами, які є або технологічними, або пов'язані з фізичними обмеженнями на процеси, що протікають в них. Більшість пристроїв мають обмеження на величину верхньої граничної частоти. Наприклад, гранична частота резонансно-тунельних діодів становить 1,98 ТГц [48], у каскадних помножувачах частоти, наприклад на GaAs діодах Шотткі, верхня межа це 2,7 ТГц [115], у діодів Ганна, ЛПД та тунельно-інжекційних діодах, які на сьогодні практично вона становить приблизно 0,3 ... 0,4 ТГц [116].

Серед вказаних пристроїв особливе місце займають квантово-каскадні лазери, які розглядалися як ідеальні кандидати для генерації електромагнітних

коливань терагерцового діапазону та були предметом численних досліджень з моменту їх виникнення. По суті ККЛ є напівпровідниковими лазерами, які використовують принципи квантово-каскадної генерації для створення монохроматичного випромінювання в інфрачервоному діапазоні з частотами від 15 до 100 ТГц та у терагерцовому діапазоні на частотах від 1,5 до 5,0 ТГц. Генерація саме у терагерцовому діапазоні завдяки ККЛ була досягнута вперше у 2002 році [37]. Однак через те, що квант терагерцового випромінювання невеликий, а теплова релаксація лазерних рівнів при кімнатній температурі приводить до вирівнювання населеності і швидкого знищення інверсії, робоча температура таких приладів на сьогодні не перевищує 250 К [40,41], що є суттєвим обмеженням для їх широкого застосування. На рис. 1.2 показані області генерації різних типів ККЛ відповідно до їх робочої температури та робочої частоти.

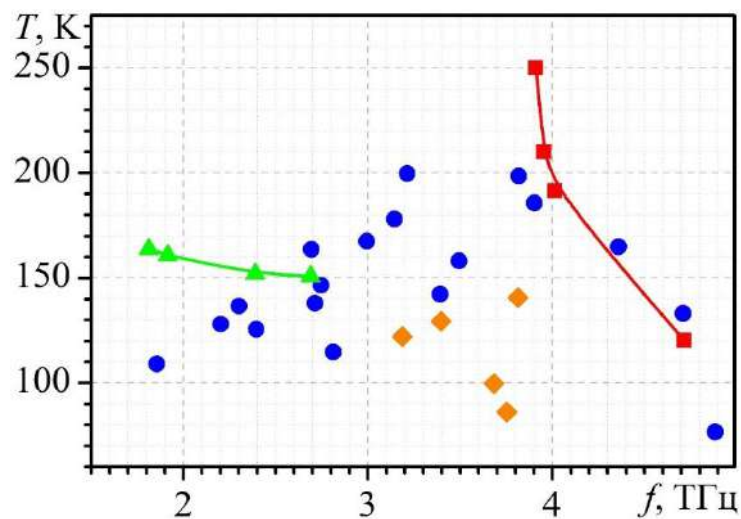


Рис. 1.2. Залежність максимальної температури генерації від частоти генерації ККЛ без впливу магнітного поля: червоні квадрати – двохбар'єрні ККЛ з напрямленими фононами, сині круги – резонансно фононні ККЛ, зелені трикутники – ККЛ з генерацією за допомогою розсіювання, помаранчеві ромби – ККЛ на основі інших сполук, окрім GaAs/AlGaAs за даними [39]

Слід зазначити, що найвища робоча температура для ККЛ досягається у імпульсному режимі. Генератори безперервної дії, що працюють за кімнатних температурах, були реалізовані тільки на частотах вищих за 10 ТГц [38].

На даний момент серед твердотілих генераторів електромагнітних коливань в терагерцовому та субтерагерцовому діапазонах при нормальних умовах та при прийнятних фізичних розмірах приладів, найвищу частоту генерації можна отримати на пристроях, які працюють на лавинному ефекті, ефекті міждолинного перенесення електронів та ефекті резонансного тунелювання.

Історично ЛПД на основі кремнію були першими напівпровідниковими пристроями, які генерували радіочастотну потужність на частоті понад 300 ГГц. Виникнення диференційної провідності у ЛПД має відношення до двох фізичних процесів, які виникають під час лавинного множення в області ОПЗ *p-n*-переходу та у прилеглих до нього областях. Перший процес пов'язаний зі зростанням лавинного струму, а другий – з рухом носіїв через пролітну область. Тривалість цих процесів викликає фазовий зсув між струмом та напругою на виводах діода. Основні параметри генерації коливань в ЛПД визначаються параметрами матеріалів, що використовуються для їх створення та, відповідно, часом протікання вказаних процесів в діодній структурі. Зокрема, мова йде про швидкість розвитку ударної іонізації та швидкість дрейфу носіїв заряду в пролітній області діода. За цими параметрами, серед працюючих ЛПД, лідерами є діоди на основі кремнію та арсеніду галію. Серед перспективних діодів цього типу в останній час розглядаються ЛПД на основі широкозонних матеріалів GaN, AlN та карбіду кремнію, які за теоретичними оцінками повинні мати суттєві переваги над діодами виготовлених з традиційних матеріалів як за потужністю, так і за величиною робочої частоти.

На рис 1.3 продемонстровані, як експериментальні результати, так й розрахункові.



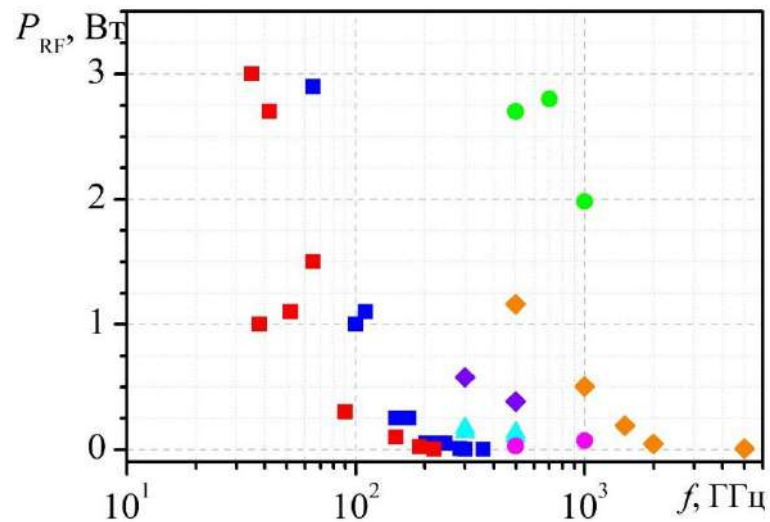


Рис. 1.3. Залежність потужності випромінювання від частоти для деяких ЛПД за [56-66]: червоні квадрати – ЛПД на основі GaAs, сині квадрати – ЛПД на основі Si, бірюзові трикутники – двошарові ЛПД на основі Si, зелені круги – двошарові ЛПД на основі SiC(4H), помаранчеві ромби – двошарові ЛПД на основі GaN(Wz), рожеві круги - двошарові ЛПД на основі InP, фіолетові ромби – двошарові ЛПД на основі  $n$ -(3C)SiC/ $p$ -Si

Крім параметрів матеріалу, також великий вплив на роботу ЛПД має конструкція діодів та можливість ефективного використання носіїв обох типів. Так, у роботі [67] було вперше запропоновано структуру двошарового ЛПД з робочою частотою 90 ГГц. У такій структурі електрони і дірки рухаються в протилежних напрямках. Використовуючи моделювання було показано, що вихідна потужність і ефективність перетворення значно підвищилась порівняно з традиційним ЛПД.

Іншим напрямком підвищення ефективності генерації у ЛПД є використання гетеропереходів. Один із ключових аспектів ЛПД з гетеропереходами полягає в тому, що використовуючи різницю в ширині забороненої зони напівпровідників можна генерувати терагерцові коливання. У роботах [67-72] продемонстровано значне підвищення ефективності генерації порівняно з гомогенними ЛПД.

У роботах [73,74] авторами запропоновано одні із найпотужніших ЛПД здатних до генерації у субтерагерцовому діапазоні. Так у роботі [73] показано, що завдяки формуванню гетеропереходу на основі  $\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{N}/\text{GaN}$   $n$ -типу у прианодній області, замість традиційної  $p$ -області, можна суттєво підвищити ефективність генерації та вихідну густину струму. Схожу на попередню конструкцію ЛПД запропоновано у [74], де аналогічно до [73] у якості основного матеріалу пристрою автори використовують  $n$ -GaN. Основна перевага досягнута шляхом використання контакту Шоттки в якості анодного контакту та використанням у прианодній області гетеропереходу  $\text{GaN}/\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{N}$ . На цих двох прикладах можна продемонструвати, що засобом підвищення ККД генерації у ЛПД є створення умов для швидкого збільшення енергії електронів.

Однак головною проблемою генерації електромагнітних коливань з використанням ЛПД є поява шумів, що пов'язані з ударною іонізацією (UI), яка відбувається у пристрої. У роботах [75,76] показано, що інтенсивність шуму ЛПД вища за тепловий шум, який виникає в процесі формування домену в діоді Ганна. Такі властивості дещо зменшують застосування ЛПД у якості генератора електромагнітних коливань у субтерагерцовому та терагерцовому діапазонах.

Іншим прикладом пристроя твердотілої електроніки який здатен працювати у субтерагерцовому та терагерцовому діапазонах є резонансно-тунельний діод. РТД представляє собою гетероструктуру, у зонній діаграмі якої, створено бар'єр для руху електронів. Традиційною вважається структура з двома бар'єрами та квантовою ямою між ними. У квантовій ямі існують дискретні рівні енергії, завдяки яким електрони здатні тунелювати через потенціальні бар'єри резонансно-тунельної структури.

Великий інтерес до резонансно-тунельних діодів зумовлений перспективою їх практичного застосування. Зокрема, явище тунелювання, яке покладено в РТД, може бути надзвичайно швидким процесом [117]. Також РТД мають дуже невеликі розміри, високу ступінь інтеграції та здатні до

генерації коливань при нормальних умовах. Це підвищило перспективу використання РТД у високочастотній електроніці, зокрема, для побудови міліметрових та субтерагерцових генераторів на основі РТД.

Традиційно у РТД використовується пара матеріалів GaAs/AlAs, однак можливо використання й інших поєднань матеріалів таких як InAs/AlSb [45], GaInAs/AlAs [46-49,53], InGaAs/InAlAs [52]. Існують, також, конструкційні відмінності в РТД, наприклад, використання трьохбар'єрної структури, що продемонстровано у [49].

У роботі [50] повідомляється про виготовлення вертикального резонансно-тунельного нанодіоду на основі пари матеріалів GaAs/AlAs, а у роботі [51] було його промодельовано. Цей пристрій являє собою наностовпчик GaAs з радіусом 50 нм з двома вбудованими бар'єрами на основі AlAs товщиною 1,7 нм та квантову яму між ними товщиною 5 нм на основі GaAs. Цікавою особливістю цього пристрою є використання Y-подібного каналу, який забезпечується збідненням областей, що прилягають до каналу. Канал найвужчий у області квантової ями пристрою. При моделюванні, за нормальних умов, авторами встановлено, що пристрій здатен до генерації на частотах від 480,2 ГГц при напрузі живлення 1,52 В та до 498,7 ГГц при напрузі 1,78 В, що свідчить про можливість динамічного переналаштування частоти генерації.

Завдяки чисельним модифікуванням структур РТД, на сьогодні вдалося досягнути частоти 1,98 ТГц [48] за нормальних умов, однак вихідна потужність РТД на високих частотах залишається на рівні одиниць мкВт.

Діоди Ганна є традиційними і найпоширенішими джерелами субтерагерцових коливань. Гранична робоча частота таких діодів обмежена зверху низкою фізичних проблем. Вони включають кінцеві часи переходу електронів з однієї долини зони провідності в іншу, "розігрівання" електронів біля катодного контакту до енергії, яка є необхідною для міждолинного переносу, кінцеву швидкість дрейфу електронів у напівпровіднику та інше.

Частота генерації коливань діодів Ганна визначається часом, який необхідний для формування хвилі об'ємного заряду та її дрейфу в активній області між катодним та анодним контактами. Для отримання генерації на більш високих частотах необхідно мінімізувати час дрейфу хвилі за допомогою збільшення швидкості дрейфу електронів, або зменшення довжини активної області. Оптимальний напівпровідниковий матеріал для діода Ганна повинен мати дві основні властивості: високу швидкість дрейфу електронів, а також здатність до швидкого формування хвилі об'ємного заряду під час руху електронів від катода до анода.

Для скорочення часу формування хвилі об'ємного заряду традиційним є створення умов для швидкого збільшення енергії електронів в області катодного контакту. Такими контактами є контакт з градієнтом легування, контакт, що містить гетероперехід із зворотнім зміщенням та бар'єр Шотткі. Граничні частоти таких діодів становлять 100-200 ГГц для GaAs та 200-300 ГГц для InP [84]. Використання катодних контактів, таких як тунельний контакт [98,99] та гетероперехід із прямим зміщенням [87], які дозволяють інжектувати в транзитну зону електрони з високим рівнем енергії, не було дуже успішним.

Другим підходом для вирішення зазначеної проблеми є пошук напівпровідникових матеріалів, які мають швидкість дрейфу електронів, зворотні часи міждолинних переходів та, у відповідності до цих параметрів, вищу частотну границю, ніж у традиційних матеріалах. До таких матеріалів належать InGaAs [80,82,94], GaInPAs [90] та напівпровідникові нітриди. Слід зазначити, що InP залишається основним напівпровідником для створення діодів, що генерують на основній гармоніці на частотах близьких до 300 ГГц.

Проте, у якості матеріалу каналу можуть бути використані й інші матеріали. Наприклад, у роботі [80] показано діод Ганна з каналом на основі  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ , який був вирощений на InP підкладці. Конструкція приладу представляє собою типовий планарний діод Ганна з відстанню між анодом та катодом 1,3 мкм. Зміна матеріалу призвела до збільшення частоти коливань до

160 ГГц та вихідною потужністю 0,98 мкВт. У роботі [81] автори продовжують роботу над цим пристроєм й зменшують відстань між анодом та катодом до 0,6 мкм при незмінних інших параметрах і досягають коливань на основній частоті 307,5 ГГц та потужністю 28 мкВт.

У роботах [83,85] повідомляється про генерацію діодом Ганна на основі InP коливань на третій гармоніці та оптимізацію легування вертикального діоду. Так, автор у роботі [83] повідомляє про отримання коливань на частотах від 400 до 425 ГГц з потужністю випромінювання 40-45 мкВт, а у роботі [85] вже на частоті 480 ГГц з потужністю 85 мкВт. Слід зазначити, що висока частота генерації у роботах [83-86] була досягнута на вищих гармоніках.

Іншим напрямком збільшення ефективності генерації та граничних частот пристрою є застосування у пристрої варізонних напівпровідників. У роботах [88-97] показано, що завдяки використанню варізонних шарів вдається підвищити ККД генерації та вихідну потужність. Зокрема, у цих роботах розглядаються пристрої, які представляють собою вертикальні діоди Ганна. У роботах [94-96] проаналізовано варізонні діоди Ганна на основі різних сполук, таких як InGaAs, InPAs, AlGaAs та GaPAs, з різними катодними контактами. Наприклад, завдяки використанню варізонного шару та модифікацій катодного контакту в роботі [94] продемонстрований вертикальний діод Ганна на основі GaAs-InGaAs з  $n^+n^-n^+$  структурою з ефективністю генерації близько 14% на частоті 40 ГГц, що майже втричі більше ніж у планарного GaAs діоду. У роботі [89] проаналізовано вертикальний діод Ганна з двома варізонними шарами AlGaAs та InGaAs у активній області пристрою та шаром GaAs між ними. Як й у попередніх роботах цього ж автора, розглянуті діоди представляють собою вертикальні діоди Ганна з довжиною 2,5 мкм. Цікавим моментом у цій роботі є аналіз впливу додавання окремих варізонних шарів у активну область. Так показано, що завдяки додаванню варізонного шару AlGaAs у активну область ближче до катоду вдається підвищити вихідну потужність та ККД генерації у два рази, порівняно з традиційним вертикальним діодом Ганна на основі GaAs, однак

частота, що відповідає максимуму генерації зменшується з 46 ГГц для GaAs діоду до 39 ГГц для AlGaAs-GaAs. Завдяки додаванню у активну область ближче до аноду варізонних шарів GaInAs вдається значно підвищити ККД генерації, до близько 10% на частоті 43 ГГц з вихідною густиною потужності приблизно  $15 \text{ кВт/см}^2$ , що більше ніж у тому самому GaAs-діоді. Підсумовуючи ці дослідження автор пропонує вертикальний діод Ганна на основі двох варізонних шарів AlGaAs-GaAs-GaInAs. Така структура має максимальний ККД генерації близький до 15% на частоті 39 ГГц та вихідну потужність близько до  $23 \text{ кВт/см}^2$ . Зростання вихідної потужності та ККД такого пристрою пояснюється більш ефективною взаємодією електричного поля з електронами у пристрої.

Також, цікавим є аналіз діодів на основі інших варізонних шарів, наприклад GaInP-GaInAs [90]. Так один із запропонованих автором діодів довжиною 1 мкм на основі GaInP-GaInAs здатен до генерації електромагнітних коливань з частотою 98,1 ГГц і з потужністю 19,36 мВт на основній частоті та на третій гармоніці з частотою 294,3 ГГц з потужністю 0,184 мВт.

Ще одним перспективним пристроєм для генерації коливань у терагерцовому та субтерагерцовому діапазонах є нанодіод з самоперемиканням (СПНД). Такий пристрій є одним із найшвидших напівпровідникових приладів, що працюють у терагерцовому та субтерагерцовому діапазонах. Він є планарним уніполярним пристроєм [118]. Використання планарної структури дозволяє зменшити внутрішню паразитну ємність пристрою, що важливо для високочастотних застосувань [118]. Асиметрична структура СПНД отримана за допомогою літографії. Нелінійну поведінку пристрою можна отримати шляхом керування потенціальною енергією, незалежною від електричного поля асиметричного каналу між двома електродами.

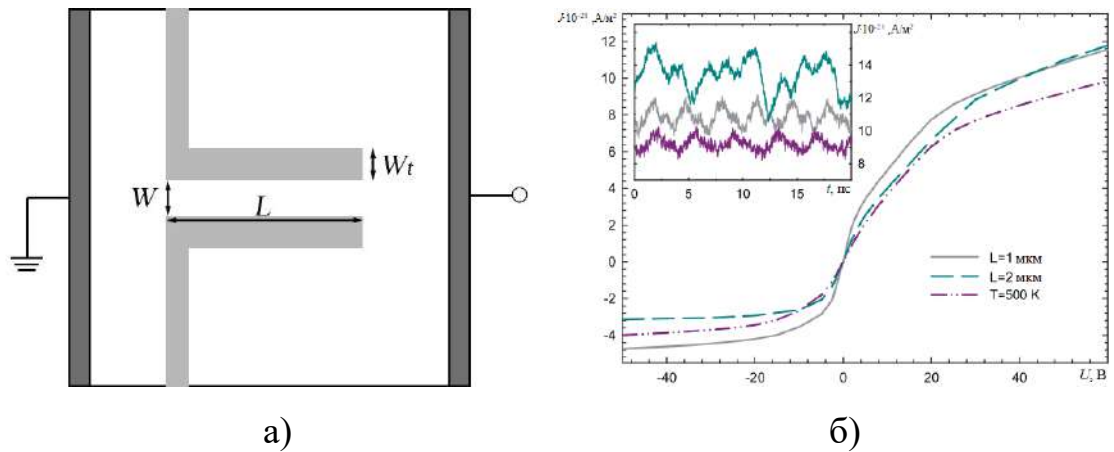


Рис. 1.4. Типова структура та характеристики СПНД [119]: геометрія (а) та залежність густини струму від прикладеної напруги (б) СПНД на основі GaN/AlGaN. Вставка на рис. 1.4 б) показує залежність струму від часу.

Основні параметри які впливають на ВАХ такого пристрою пов'язані з товщиною та формою області збіднення, які детально розглянуто у низці робіт. Зокрема, досліджено: вплив варіації ширини каналу  $W$  [119-124], довжини каналу  $L$ , [119,121-125], ширини жолобу  $W_t$  [122-125], температури  $T$  [119,120,122,126,129,130], та діелектричної проникності  $\epsilon_r$  [127,129-131].

Такий пристрій демонструє ряд унікальних властивостей. Наприклад, порогову напругу можна довільно налаштовувати від нуля до приблизно 10 В. Звичайний діод завжди має порогову напругу, яка є фіксованою та визначається напівпровідником, що використовується.

У роботах [119,137] запропоновано та змодельовано планарні пристрої на основі GaN/AlGaN. Автори обох статей промодельювали такий пристрій за допомогою методу Монте-Карло, який використовувався узгоджено разом з розв'язанням двовимірного рівняння Пуассону. Автори відзначають, що на ВАХ промодельованої структури немає ділянки з негативною диференціальною провідністю (НДП). Максимальна частота, яка була отримана при моделюванні такого пристрою, склала 310 ГГц при ККД близькому до 0,05%. У роботі [137] запропоновано пристрій, у якому на одній поверхні було розміщено 2 ізольовані канали. У діодів з довжиною каналу

450 нм і прикладеній напрузі 16 В спостерігалися ганнівські коливання. Авторами отримані коливання струму завдяки одному каналу на частоті 300 ГГц, а при підключенні другого каналу та відповідної затримці подачі напруги на частотах до 600 ГГц.

Іншими цікавими твердотілими приладами, які здатні до генерації електромагнітних коливань у терагерцовому та субтерагерцовому діапазонах є гетероструктурні біполярні транзистори (НВТ). Такі транзистори відрізняються від звичайних біполярних транзисторів тим, що в них ширина забороненої зони в області емітера перевищує ширину забороненої зони в області бази за рахунок використання широкозонного матеріалу на емітері та, відповідно, формуванню гетероперехода між базою та емітером. Це дозволяє НВТ створювати струм, що тече з емітера в базу, в режимі близькому до ідеальної односторонньої інжекції носіїв заряду за рахунок різної висоти потенціального бар'єра для електронів та дірок, що робить його досить ефективним інжекційним транзистором. На рис. 1.5 наведені параметри генерації деяких із найбільш ефективних НВТ на основі SiGe та InP, які здатні до роботи у терагерцовому діапазоні.

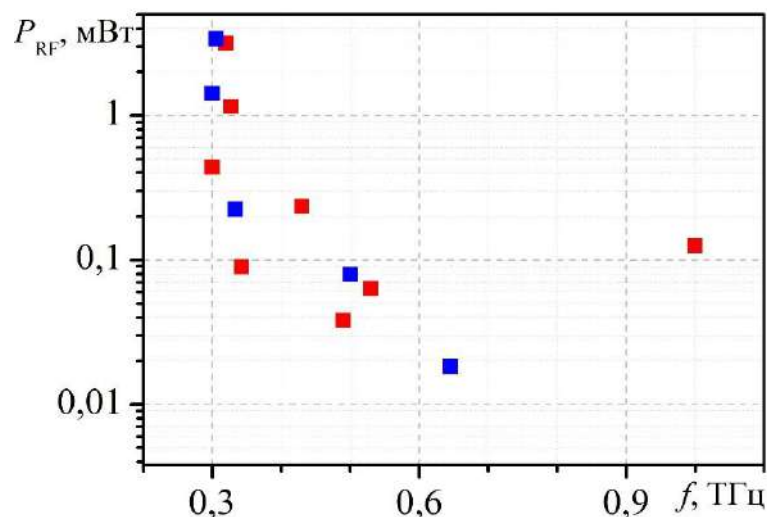


Рис. 1.5. Робоча частота та потужність випромінювання деяких НВТ [102-114]: червоні квадрати – на основі SiGe, сині квадрати – на основі InP



Переваги НВТ проявляються у більш високій ефективності та потужності завдяки вертикальному протіканню струму, що призводить до ефективнішого використання площі пластини. Це сприяє створенню компактної архітектури пристроїв з меншою зовнішньою периферією, що полегшує інтеграцію з навколишньою схемою. Крім того, критичним розміром пристрою для високочастотного застосування є вертикальний, а не горизонтальний. В результаті високочастотні характеристики НВТ не залежать від процесу літографії.

## **1.2. Планарні діоди субтерагерцового та терагерцового діапазонів, що працюють на ефекті міждолинного переносу електронів**

Існують дві основні концепції побудови діодів Ганна: планарна та вертикальна. Така класифікація заснована на зв'язку між напрямком потоку електронів в напівпровідникових шарах пристрою та особливостями формування зовнішніх контактів та конструктивних елементів. Для вертикальних пристроїв потік електронів перпендикулярний до шарів, що визначають його структуру, а катодний і анодний контакти розташовуються в паралельних площинах, які також перпендикулярні лініям струму. В планарних діодах потік носіїв заряду зазвичай відбувається паралельно шарам напівпровідникової структури, в той час як виводи катодного та анодного контакту сформовані в одній площині з ними і струм через контакти перпендикулярний до струму, що протікає в активній області діода.

Частота генерації для вертикальних діодів Ганна обмежена величиною приблизно 100 ГГц для GaAs та 150 ГГц для InP, що визначається проміжками часу релаксації енергії та міждолинного переносу [138]. Також максимальна частота генерації у вертикальних діодах Ганна обмежена їх геометрією,

процесами виготовлення, рівнями легування й, найголовніше, проблемами пов'язаними з відведенням тепла від них [138].

Планарні діоди Ганна у порівнянні з вертикальними мають декілька переваг [139]. По-перше у планарних структурах стає можливим, з використанням процесів літографії, контролювати величину проміжку між катодом та анодом. В результаті забезпечується гнучкість та відповідна точність у регулюванні відстані між катодом та анодом, а отже і довжини активної області, що впливає на частоту генерації коливань пристроєм. Потенційно такі пристрої можуть генерувати коливання на частотах в сотні гігагерц якщо довжину їх активної області зменшити до субмікронних розмірів [140].

У разі, якщо вихідна потужність генерації діода на основній частоті є досить високою, ефективним є переналаштування його в режим генерації вищих гармонік, що, наприклад, було продемонстровано у [85,140,141], де показана генерація на частотах до одиниць ТГц.

Також планарні структури можна легко поєднати з іншими компонентами в планарній технології, і в такий спосіб отримати складні функціональні схеми виготовлені на одному кристалі в рамках одного технологічного процесу. Таке монолітне з'єднання між джерелами сигналу та мікрохвильовими схемами значно підвищує ефективність та відтворюваність пристроїв. Наприклад у роботі [142] продемонстровано виготовлення двох приладів, а саме планарного діоду Ганна та НЕМТ транзистора, на одній підкладці. Окрім цього, у випадку застосування планарної технології стає можливим використання ефектів, які можливо реалізувати тільки у планарних структурах, як, наприклад, використання ефекту селективного легування. Серед корисних властивостей також можна відзначити можливість реалізації більш ефективного охолодження, що є критичним для роботи генераторних діодів. Також планарна структура дозволяє розмістити на активній області приладу додаткові електроди або елементи, які дозволяють модифікувати її роботу та впливати на її частотні характеристики. Однак планарні пристрої

Ганна стикаються з низкою проблем, такими, як, наприклад, низька потужність у порівнянні з вертикальними пристроями.

На сьогодні відомий цілий ряд успішних прикладів застосування планарної технології для побудови діодів Ганна, що здатні до генерації коливань струму у міліметровому та терагерцовому діапазонах частот. Насамперед, розглянемо планарні діоди Ганна на основі GaAs, традиційному матеріалі для виготовлення таких приладів. Так, у ідейно пов'язаних роботах [78,79,81] повідомляється про планарні напівпровідникові прилади, які здатні генерувати коливання струму на основній частоті від 100 до 158 ГГц. Автори в цих роботах пропонують використовувати дельта-легування активної області пристрою, створюючи трикутний квантовий бар'єр у зоні провідності пристрою.

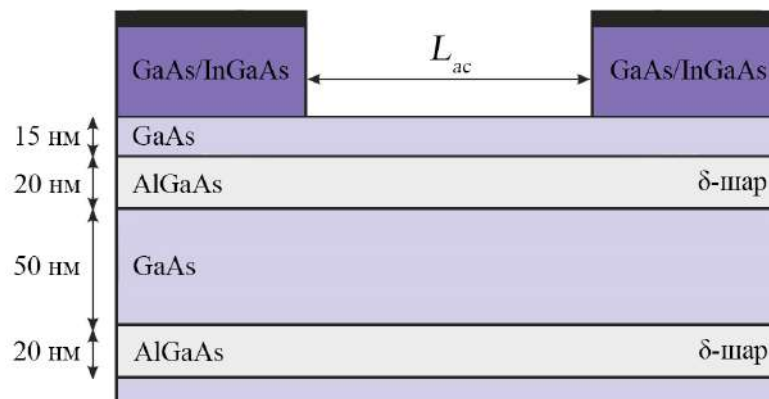


Рис.1.6. Структура планарного діода Ганна [81]

Дельта-легування представляє собою шар товщиною 20 нм, який сформовано на основі напівпровідникового шару  $Al_{0,23}Ga_{0,77}As$ . Канал діода зроблений на основі GaAs мав товщину 50 нм та концентрацією електронів приблизно  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , відстань між анодом та катодом ( $L_{ac}$ ) становила 1,3 мкм. Авторами встановлено, що частота, на якій працює пристрій, обмежена величиною густини носіїв заряду у області каналу та довжиною активної області пристрою. Проте висловлено сподівання, що такі обмеження можна подолати завдяки планарній архітектурі пристрою. У роботі [79] показана така

ж структура пристрою, але приконтактна область була модифікована. Зокрема, завдяки модифікуванню області контактів, заміною контакту на основі GaAs/InGaAs на контакт на основі Pd/Ge/Au/Pd/Au, було отримано генерацію коливань на частоті 120 ГГц. У роботі [143] авторами продемонстровано схожий прилад з довжиною активної області  $L_{ac} = 1,3$  мкм, який здатен до генерації коливань на частоті 115,5 ГГц. Однак автори стверджують, що за результати моделювання роботи приладу методом Монте-Карло, прилад здатен працювати на частоті 158 ГГц.

В роботі [78] було запропоновано конструкції планарного діода, яка є модифікацією раніше розглянутого діода [143]. Зокрема, була розглянута можлива зміна анодного контакту приладу: замість омичного контакту пропонується використовувати комбінацію із омичного контакту та контакту Шотткі, довжиною 300 нм. Завдяки такій модифікації авторам вдалось зменшити вплив ударної іонізації на роботу пристрою та отримати генерацію коливань струму на частоті 109 ГГц. Відзначається, що за однакових умов їм не вдалось отримати генерацію коливань струму на такому ж самому планарному діоді з катодом і анодом, які являли собою омичні контакти.

Одним із цікавих планарних напівпровідникових пристроїв, який має конструкцію подібну до [143], показано у роботі [144]. Авторами запропоновано планарний діод Ганна, у якому сформовано декілька каналів (авторами продемонстровано наявність 7 паралельних каналів), які розділені шарами товщиною 20 нм і являють собою шари на основі  $Al_{0,23}Ga_{0,77}As$  з подвійним дельта-легуванням. Ці шари формують квантові бар'єри між паралельними каналами пристрою. Довжина активної області в цьому пристрою становить 1,14 мкм, контакти у відповідності з роботою [79]. Автори експериментально отримали генерацію коливань струму при роботі на основній частоті 109 ГГц та при роботі на частоті другої гармоніки (218 ГГц), проте з низьким ККД, приблизно 0,3%.

Однією із можливих модифікацій планарних напівпровідникових пристроїв є можливість впливу на їх роботу шляхом розміщенню зверху на

каналі додаткових електродів. Наприклад, у роботі [145] авторами розглядався планарний діод Ганна, у якому довжина активної області становила приблизно 2,3 мкм. Над каналом цього діода було розміщено додатковий електрод на відстані 0,5 мкм від катоду. З використанням моделювання методом Монте-Карло, яке було проведене авторами роботи, зроблено висновок, що такий пристрій здатний до генерації коливань струму на частоті 81 ГГц. Експериментальні результати, які наведені у цій же роботі, свідчать про можливість генерації на частоті 83 ГГц. Теоретичний аналіз проведений авторами у цій роботі показав, що суттєвий вплив на частоту роботи пристрою має густина електронів у активній області пристрою та відстань між катодом та додатковим електродом.

Авторами у роботі [146] показано ще один шлях модифікації планарних діодів Ганна. У цій роботі автори розглядають планарний діод Ганна з довжиною активної області близько 1,4 мкм, який за конструкцією подібний до зображеного на рис.1.6. У пристрої, що розглядається, замість каналу на основі GaAs, було сформовано канал на основі  $\text{In}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$  з товщиною 12 нм. Як і у пристрої, який зображено на рис.1.6, дельта-леговані шари склалися з  $\text{Al}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{As}$ , а сам пристрій було створено на напівізолюючій підкладці на основі GaAs. Не дивлячись на досить складну структуру пристрою, авторам вдалось отримати генерацію коливань на частоті 118 ГГц, що дещо більше, ніж у подібного діоду Ганна з GaAs каналом розглянутого раніше.

У [82] авторами запропоновано планарний діод Ганна з каналом на основі  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ , що було сформовано на InP-підкладці, структура якого подібна до зображеної на рис.1.6, але без дельта-легування. Довжина активної області пристрою становила 0,6 мкм, концентрація домішок у каналі  $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . У цій роботі авторами продемонстрована можливість генерації коливань струму на частоті 307,5 ГГц. Ними ж, у роботі [147], було розглянуто випадок із збільшенням довжини активної області до 700 нм за умови збереження конструкції приладу. Завдяки цьому було отримано коливання на частоті 265 ГГц. В той час такий же прилад з  $L_{ac} = 1,3$  мкм демонструє генерацію на частоті

164 ГГц [80]. У роботі [148] продемонстровано пристрій з такими ж параметрами легування та матеріалом підкладки та каналу, у якому довжину активної області було збільшено до  $L_{ac} = 4$  мкм. Завдяки модифікації резонатору, у якому знаходився пристрій, авторам вдалось досягти генерації коливань на другій гармоніці з частотою 121 ГГц. Цікавою особливістю пристроїв, які описано вище, є відсутність ділянки негативної диференційної провідності на ВАХ у безперервному режимі роботи. Приклад ВАХ планарних діодів Ганна з каналом на основі InGaAs наведено на рис.1.7 [82].

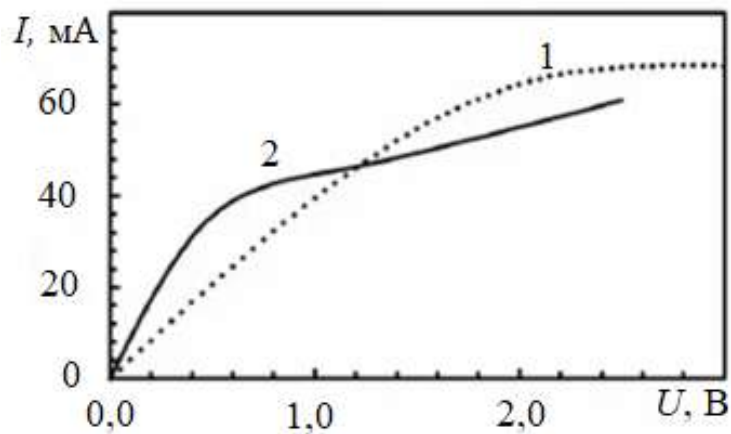


Рис.1.7. ВАХ планарних діодів Ганна з  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  каналом з різною довжиною активної області: 1 –  $L_{ac} = 1,3$  мкм; 2 –  $L_{ac} = 0,6$  мкм [82]

Одним із перспективних матеріалів для створення діодів Ганна досить тривалий час вважається InP. Практичний інтерес до побудови діодів Ганна на основі такого матеріалу полягає у тому, що InP має більшу дрейфову швидкість та більші поля пробією порівняно з GaAs.

Наприклад, у [140] серед іншого розглядається проста заміна матеріалу з GaAs на InP для планарних діодів за умови збереженні незмінними всіх інших параметрів пристрою. Так, при довжині активної області напівпровідникового пристрою 1 мкм досягається частота генерації 100 ГГц для діодів Ганна на основі GaAs, в той час як на основі InP отримано 225 ГГц. В цій роботі автори наводять власні розрахунки, які показують, що за довжині

активної області 0,6 мкм діоди Ганна на основі InP здатні генерувати на частоті 375 ГГц, у той час як діоди Ганна на основі GaAs з такою ж довжиною активної області, здатні до генерації лише на частоті 167 ГГц. У цій же роботі авторами було оцінено довжину області додатного опору, так звану “мертву зону”. Так, за розрахунками авторів, у GaAs вона складає 0,23 мкм а у InP – 0,21 мкм для діодів з довжиною активної області більше за 1 мкм. З іншого боку, за результатами проведених експериментів автори стверджують, що в діодах Ганна з довжиною активної області менше за 1 мкм спостерігалися нелінійні ефекти, і вони допускають, що довжина “мертвої зони” у субмікронних діодах Ганна на основі GaAs та InP може бути більшою.

У роботі [154] авторами було змодельовано вертикальні  $n^+ - n^- - n^+$  та  $n^+ - i - n^- - n^+$  діоди Ганна на основі InP з довжиною активної області близько 1,1 мкм. Серед іншого було показано, що такі пристрої здатні до безперервної генерації коливань струму на основній частоті 193 ГГц з потужністю 30 мВт та на другій гармоніці на частоті 315 ГГц з потужністю 2 мВт. Також у цій роботі наводяться розраховані пікові електричні поля у каналі діоду, та встановлено, що вони досягають  $\sim 140$  кВ/см при напрузі зміщення 5 В. Порівнюючи вертикальні та планарні діоди, що описано вище, можна зазначити, що діоди Ганна у планарному виконанні мають дещо вищу частоту генерації на основній гармоніці.

Планарна технологія дозволяє створити конструкції діодів, які можуть скласти конкуренцію вертикальним діодам Ганна, та здатні генерувати коливання струму у субміліметровому та терагерцовому діапазонах частот. Створені завдяки цій технології планарні діоди Ганна можуть замінити традиційні вертикальні діоди на основі GaAs й InP [144,149]. Окрім цього, такі планарні діоди Ганна демонструють низький рівень шуму [79,150,151] порівняно з вертикальними діодами.

Іншим типом приладів, які можна виготовити завдяки планарній технології, є щілинні діоди запропоновані авторами у роботі [152]. Коливання струму, які відбуваються у таких діодах, схожі на ганнівські коливання, проте

відповідають більш високим частотам. Конструктивно такі діоди схожі на транзистори з високою рухливістю електронів (HEMT), у яких відсутній затвор. Подібно до HEMT робота щілинного діода залежить від наявності двовимірного електронного газу у каналі пристрою. Автори припускають, що частоту коливань струму у таких приладах можна регулювати у широкій смузі частот. Так ними було промодельовано запропонований щілинний діод методом Монте-Карло, що поєднувався з розв'язанням двомірного рівняння Пуассона при температурі 300 К, фактор виродження електронного газу автори враховували у наближенні локальної електронної температури. Модель, за якою автори проводили моделювання, було верифіковано у роботі цих же авторів [153].

Структуру пристрою продемонстровано на рис. 1.8. Пристрій представляє собою планарну структуру з омичними контактами та каналом на основі  $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$  шару товщиною 15 нм.

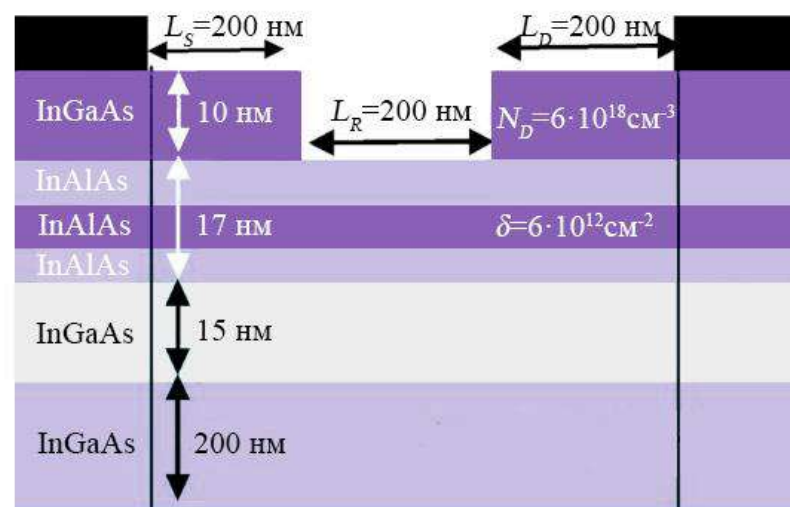


Рис.1.8. Структура щілинного діода на основі шарів InAlAs/InGaAs [152]

Статичну ВАХ щілинного діода, яку було отримано у ході моделювання проведеного авторами, показано на рис. 1.9 а). Автори стверджують, що за напруги приладу вище порогової спостерігаються коливання струму, які спричинені надшвидким ефектом Ганна, що показано на рис.1.9 б), а коливання при прикладених напругах нижчих за порогову напругу є



некогерентними, і являють собою низькоінтенсивні, але високочастотні, плазмові коливання, що відображено на рис.1.9 в). Порогова напруга дорівнює 0,6 В, що пов'язано величиною енергетичного проміжку між мінімумами Г- та L-долини для сполуки  $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ , який складає 0,61 еВ. Як зазначають автори, такий прилад здатен до генерації коливань струму з частотою близько 1 ТГц в режимі генерації основної частоти.

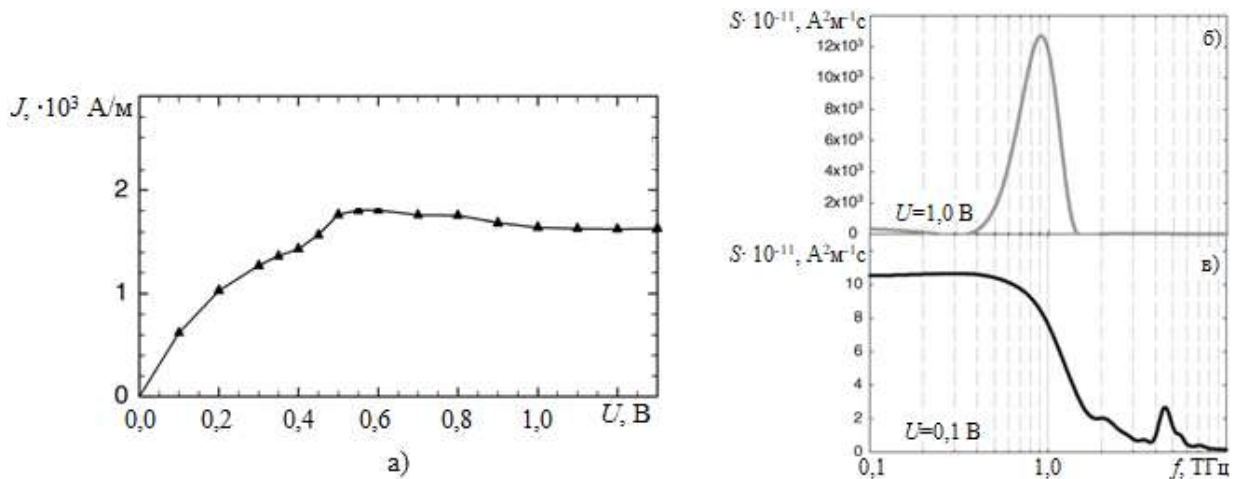


Рис.1.9. Характеристики щілинного діоду, які було отримано авторами у роботі [152]: а) - Статична ВАХ; б) – Залежність спектральної густини коливань струму від частоти при прикладеній напрузі вище порогової; в) - Залежність спектральної густини коливань струму при прикладеній напрузі нижче за порогову

## Висновки до розділу 1

1. Основними твердотілими приладами, які здатні генерувати електромагнітні коливання у терагерцовому та субтерагерцовому діапазонах за нормальних зовнішніх умов, є діоди Ганна, лавинно-пролітні та резонансно-тунельні діоди та окремі зразки транзисторів. Верхня межа їх роботи тісно пов'язана з механізмами формування в них динамічної негативної провідності.

2. Для ефективної генерації в терагерцовому діапазоні традиційні прилади твердотілої електроніки потребують відповідних модифікацій.

Такими модифікаціями в переважній більшості є способи підвищення енергії електронів, такі як: використання контактів Шоттки, гетеропереходів або тунельних контактів, а також створення кращих умов для формування нестійкостей у активній області пристрою, наприклад, завдяки використанню варізонних напівпровідникових шарів або модифікування його геометрії.

3. Найвищі значення частоти генерації серед традиційних приладів, зокрема, діодів, що працюють на ефекті міждолинного перенесення електронів, отримані з використанням планарних конструкцій приладів. Застосування планарної технології має ряд переваг для покращення характеристик приладів: використання селективного легування, створення умов для ефективного охолодження, розміщення на активній області приладу додаткових електродів або елементів, які дозволяють модифікувати його роботу та впливати на частотні характеристики.

## РОЗДІЛ 2

### МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ АКТИВНИХ ПЛАНАРНИХ ДЮДНИХ ЕЛЕМЕНТІВ

#### 2.1. Обґрунтування математичного підходу та методу моделювання

Часові проміжки, що характеризують процеси, які відбуваються у твердотілих надвисокочастотних приладах, близькі до часів релаксації електрона в імпульсному просторі. За таких умов функція розподілу електронів за імпульсом  $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$  сильно залежить від величини змінного електромагнітного поля в приладі, і є нерівноважною. Тому, для визначення кінетичних характеристик приладу необхідно мати змогу знати  $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$  в кожний момент часу. Стандартним підходом до визначення функції розподілу є розв'язання кінетичного рівняння Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_E + \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{3T}, \quad (2.1)$$

яке описує еволюцію функції розподілу в результаті дії зовнішніх полів, процесів розсіювання носіїв заряду та їх руху у просторі. У рівнянні (2.1)

$\left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_E = -(\vec{v} \nabla_{\vec{r}} f + \vec{k} \nabla_{\vec{k}} f)$  є польовим членом, який описує рух частинок у полі

зовнішніх сил;  $\left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{3T}$  - інтеграл зіткнень, що описує процеси розсіювання

частинок на коливаннях кристалічної решітки та дефектах кристалічної структури різної природи. Виходячи з цього інтеграл зіткнень представляється у вигляді:

$$\left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{3T} = \hat{I}_{\vec{k}}^{EK} f(\vec{k}, \vec{r}, t) + \hat{I}_{\vec{k}}^{EE} f(\vec{k}, \vec{r}, t), \quad (2.2)$$

де перша складова описує взаємодію електронів з кристалом через фонони і недосконалості структури (домішки, дефекти), а друга описує електрон-електронну взаємодію.

Дія оператора  $\hat{I}_{\vec{k}}^{EK}$  на функцію розподілу визначається виразом:

$$\hat{I}_{\vec{k}}^{EK} f(\vec{k}, \vec{r}, t) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int W(\vec{k}, \vec{k}') (f(\vec{k}, \vec{r}, t) - f(\vec{k}', \vec{r}, t)) d\vec{k}' \quad (2.3)$$

де  $V$  – об'єм кристала,  $W(\vec{k}, \vec{k}')$  сумарна ймовірність переходу електрона в одиницю часу зі стану з імпульсом  $\vec{k}$  у стан з імпульсом  $\vec{k}'$ .  $W(\vec{k}, \vec{k}')$  в загальному випадку залежить від координати  $\vec{r}$  через, наприклад, концентрацію центрів розсіювання. Ймовірність  $W(\vec{k}, \vec{k}')$  являє собою суму ймовірностей розсіювання в одиницю часу незалежних процесів розсіяння актуальних для матеріалу, який розглядається, і визначається моделлю та відповідними наближеннями, які використовуються для опису процесів розсіяння в ньому. Величина  $W(\vec{k}, \vec{k}')$  знаходиться виходячи з квантово-механічного опису переходу носіїв заряду між станами в кристалі. Її визначення є окремою задачею, що розв'язується в рамках моделювання, і передує фактичному аналізу процесів, що відбуваються в приладах.

Для моделювання електронних пристроїв, що працюють в довгохвильовій частині терагерцового діапазону, допустимим є використання уявлення про електрони та дірки як про частинки з заданою масою, зарядом, які характеризуються відповідним співвідношенням між енергією і хвильовим вектором. Такий підхід отримав назву квазікласичного. Головною його особливістю є розглядання носіїв заряду як частинок, що рухаються у фазовому просторі під дією зовнішніх сил по траєкторіям, які визначаються детермінованими рівняннями:

$$\dot{r} = \vec{v} = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} \mathcal{E}(\vec{k}), \quad (2.4)$$

$$\hbar \dot{\vec{k}} = e \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (2.5)$$

де  $\vec{v}$  швидкість,  $\vec{E}$  напруженість електричного поля,  $e$  заряд електрона,  $\mathcal{E}(\vec{k})$  закон дисперсії, що визначає залежність кінетичної енергії від імпульсу для конкретної напівпровідникової сполуки. З іншого боку, для опису процесів розсіяння використовується величина  $W(\vec{k}, \vec{k}')$ , яка визначається з використанням квантово-механічного опису. Розв'язок кінетичного рівняння Больцмана у вигляді функції розподілу дозволяє визначити концентрацію носіїв заряду  $dn(\vec{k}, \vec{r}, t)$  у виділеному елементі фазового простору  $d\vec{k}d\vec{r}$ :

$$dn(\vec{k}, \vec{r}, t) = f(\vec{k}, \vec{r}, t) d\vec{k}d\vec{r} \quad (2.6)$$

та обчислити середні значення основних фізичних величин, що характеризують процеси переносу заряду у приладі. Зокрема, використання функції розподілу дозволяє обчислити щільність концентрації носіїв заряду:

$$n(\vec{r}, t) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int_{\vec{k}} f(\vec{k}, \vec{r}, t) d\vec{k}, \quad (2.7)$$

їх середню кінетичну енергію:

$$\mathcal{E}(\vec{r}, t) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int_{\vec{k}} \frac{\mathcal{E}(\vec{k}, \vec{r}, t)}{n(\vec{k}, \vec{r}, t)} f(\vec{k}, \vec{r}, t) d\vec{k} \quad (2.8)$$

та дрейфову швидкість:

$$v_d(\vec{r}, t) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int_{\vec{k}} \frac{\vec{v}}{n(\vec{r}, t)} f(\vec{k}, \vec{r}, t) d\vec{k}. \quad (2.9)$$

У виразах (2.7)-(2.9) інтегрування відбувається по всім  $\vec{k}$  в межах виділених областей фазового простору, наприклад, в межах однієї з долин зони провідності або в окремій підзоні. Множник 2 враховує дві можливі орієнтації спіна електрона.

Результатом є можливість визначення густини струму, що створюється носіями заряду, які розміщені в певній області фазового простору і в цілому в приладі:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = -en(\vec{r}, t)v_d(\vec{r}, t). \quad (2.10)$$

У виразі (2.10) знак «мінус» відповідає струму, що зумовлений рухом електронів, у випадку обчислення струму дірок вибирається позитивним.

Враховуючи той факт, що теплова швидкість електрона в напівпровіднику при кімнатній температурі складає приблизно  $10^7$  см/с, час взаємодії електрона зі структурними дефектами кристалу становить близько  $10^{-14}$  с, Така короткотривала взаємодія не може призвести до помітної зміни координати, проте сильно впливає на швидкість та величину квазіімпульсу електрона. Цей процес близький до удару в механіці, і отримав назву зіткнення. При зіткненні в загальному випадку відбувається зміна напрямку руху носіїв заряду, тому саме з цієї причини процеси зіткнення називаються також процесами розсіювання.

Вибір методу розв'язання кінетичного рівняння Больцмана відіграє визначальну роль у моделюванні пристроїв твердотілої електроніки. Насамперед, до методу висуваються такі вимоги: точність, відповідність реальним даним отриманим у ході експерименту та універсальність, яка полягає, наприклад, у можливості моделювання як достатньо довгих приладів, розміри яких складають десятки або навіть сотні мікрометрів, так і досить коротких приладів з довжиною меншою 1 мкм, так званих субмікронних елементів. Важливою вимогою з точки зору використання методу моделювання для аналізу швидкоплинних процесів в надвисокочастотних приладах є здатність врахувати інерційні властивості носіїв заряду, що зумовлені кінцевими значеннями характерних проміжків часу, які відповідають процесам розсіювання та переходам носіїв заряду між окремими підсистемами у фазовому просторі. Наприклад, у випадку електронів одним з таких характерних часів є час переходу між долинами зони провідності, який

є ключовим в реалізації приладів, що працюють на ефекті Ганна. Цим критеріям задовольняє метод Монте-Карло, за допомогою якого можна отримати найбільш точні і прийнятні результати [155]. Критеріями застосування методу для моделювання субмікронних приладів є умова:  $L_{II} \gg \lambda_e$ , де  $L_{II}$  – характерний розмір пристрою, а  $\lambda_e$  – довжина хвилі Де-Бройля. Вона і є умовою квазікласичності процесів, що відбувається в них.

Слід зазначити, що для аналізу приладів, що працюють в області високих частот використовуються також і інші моделі, зокрема методи, що ґрунтуються на усередненні зміщеної функції розподілу по концентрації імпульсу та енергії в кожній із долин зони провідності – так звані температурні моделі. Вони використовуються для інженерних розрахунків електронних приладів, що працюють в міліметровому діапазоні і є помірно трудомісткими та досить точними. Однак, умовою застосовування температурних моделей є вимога, щоб середній час між електрон-електронними зіткненнями був набагато менший, ніж час релаксації по імпульсу, яку досить важко задовольнити, а в умовах суттєвого нерівноважного стану або досить коротких розмірів приладу практично неможливо. Тому, слід зауважити, що у випадку моделювання електронного транспорту у приладі, на який впливають декілька механізмів розсіяння, метод зміщеної функції розподілу Максвелла може розглядатися лише як грубе наближення [156]. Експериментальні дані та теоретичні розрахунки вказують на непридатність концепції ефективної електронної температури для коротких зразків.

Для реалізації цілей роботи необхідно було мати інструмент, що дозволяє дослідити нерівноважні процеси, які відбувається на межі квазікласичного наближення, коли з одного боку розміри приладу стають близькими до довжини вільного пробігу, а з іншого боку квантово-механічними явищами у переносі носіїв заряду та ефектами квантування ще можна знехтувати. З цієї точки зору метод Монте-Карло залишається практично єдиним можливим підходом до моделювання. Ідея методу полягає

у стохастичному розв'язанні транспортного рівняння Больцмана шляхом моделювання на ЕОМ руху носіїв заряду під дією зовнішніх сил з безпосереднім врахуванням процесів розсіяння. У роботі [157] було показано що цей метод повністю еквівалентний точному розв'язку рівняння Больцмана. Великою перевагою цього методу є можливість отримання великої кількості додаткової інформації, яка є недоступною при безпосередньому розв'язанні рівняння (2.1) і може суттєво допомогти у розумінні фізичних процесів, що протікають у приладах.

В методі Монте-Карло аналіз зводиться до визначення локальних параметрів кожної частинки у точці фазового простору. Такий підхід суттєво спрощує аналіз приладів, що містять різнорідні шари напівпровідників або залежність складу матеріалу від координати. Також важливою перевагою є можливість моделювання еволюції руху частинок при довільному законі дисперсії, особливо у випадку їх динамічного розподілу у фазовому та енергетичному просторах. Серед іншого, стає можливим розглянути такі процеси як ударна іонізація та тунелювання, а також детально врахувати контакти.

Як і в разі будь-якого моделювання часової області, для стабільного моделювання пристрою для методу Монте-Карло необхідно вибрати відповідний крок часу  $\Delta t$ , і просторові розміри сітки ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ ). Крок часу і розмір сітки можуть корелювати один з одним, що зумовлено критеріями числової стабільності: крок часу  $\Delta t$  повинен бути пов'язаний з частотою плазми, значення  $\Delta t$  має бути набагато меншим, ніж зворотна плазмова частота. Так як зворотна частота плазми пропорційна  $\sqrt{n}$ , то найбільша щільність носіїв, яка використовується у структурі пристрою, що моделюється, відповідає найменшому проміжку часу, який і може бути вибраним для оцінки величини  $\Delta t$ . Якщо матеріал являє собою багатодолинний напівпровідник, то для оцінки використовується найменше значення ефективної маси, яку можуть мати носії заряду. Як правило воно



відповідає  $\Gamma$ -долині зони провідності для переважної більшості напівпровідникових матеріалів, зокрема для всіх матеріалів, які розглянуто в роботі.

Розмір комірки для просторового розподілу потенціалу визначається просторовою зміною заряду. Отже, потрібно вибрати розмір комірки менше, ніж найменша довжина хвилі коливань заряду. Ця величина приблизно дорівнює дебаєвській довжині (для вироджених напівпровідників відповідна довжина – довжина хвилі Томаса-Фермі).

У підсумку, крок часу ( $\Delta t$ ) і розмір комірки ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $i$ , або  $\Delta z$ ) вибираються незалежно одне від одного, на основі наведених вище фізичних аргументів. Проте існують і кількісні обмеження, пов'язані з ними: відношення  $\Delta t$  до розміру сітки також має бути перевірено шляхом обчислення відстані  $l_{\max}$ , визначеної як

$$l_{\max} = v_{\max} \times \Delta t, \quad (2.11)$$

де  $v_{\max}$  – максимальна швидкість носія, яка може бути апроксимована максимальною груповою швидкістю електронів в напівпровіднику (близько  $10^8$  см/с). Відстань  $l_{\max}$  – це максимальна відстань, на яку носії можуть поширюватися за час  $\Delta t$ . Тому крок часу вибирається настільки малим, що  $l_{\max}$  менше, ніж обраний розмір просторової комірки. Це обмеження виникає через те, що при занадто великому інтервалі часу  $\Delta t$  може відбутися істотна зміна розподілу заряду, тоді як розподіл поля при моделюванні оновлюється тільки через час  $\Delta t$ , що призводить до неприпустимих похибок у силі, що діє на частинку: нестійкість виникає, якщо інтервалу часу більший ніж зворотня плазмова частота, та коли відстань між сітками більше, ніж довжина Дебая. Також, інтервал можливих швидкостей додатково обмежує можливі значення інтервалу часу.

## 2.2. Закони дисперсії носіїв заряду та вибір параметрів напівпровідникових сполук, що розглядаються

У приладах, що розглядаються в роботі, вирішальну роль відіграє міждолинне перенесення електронів, тому для опису залежності кінетичної енергії від хвильового числа в зоні провідності була застосована багатодолинна модель зонної структури. Така модель враховує наявність як нижньої, так і долин, які розташовані вище за енергією.

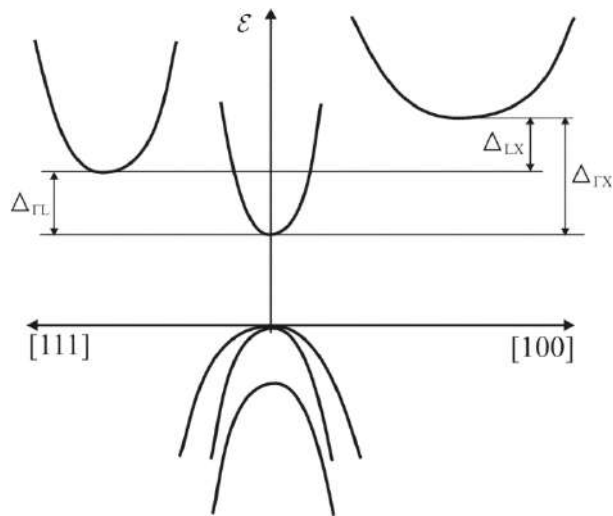


Рис. 2.1. Модель зонної структури прямозонної напівпровідникової сполуки типу  $A_3B_5$ , що використовувалася в розрахунках

Так як багаточастинковий метод Монте-Карло використовує велику кількість частинок для моделювання, а процеси, які розглядаються у приладах є швидкоплинними, то доцільно використовувати спрощений вираз для закону дисперсії, який враховує відхилення закону дисперсії від параболічного [157]:

$$\mathcal{E}(\vec{k}) + \alpha \mathcal{E}^2(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (2.12)$$

де  $\mathcal{E}(\vec{k})$  – кінетична енергія електрона,  $\alpha$  – коефіцієнт непараболічності. Для електронів  $\Gamma$  –долини величина коефіцієнту непараболічності, зазвичай,

приймається рівною  $\alpha = (1 - \frac{m^*}{m_e})^2 / E_g$ , де  $E_g$  – ширина забороненої зони напівпровідникового матеріалу.

Для напівпровідникових сполук таких як GaAs, InGaAs, AlGaAs, GaAsSb, які мають структуру типу цинкової обманки, при описі їх зонної структури розглядалася трьохдолинна ізотропна  $\Gamma_6^C - L_6^C - X_6^C$  – модель зони провідності, яка показана на рис. 2.1.

В потрійних сполуках  $A_z B_{1-z} C$ , що утворюються з двох бінарних сполук  $AC$  та  $BC$  із різним молярним вмістом компонентів  $A$  та  $B$ , закон дисперсії для електронів в кожній із долин зони провідності формується з використанням залежності (2.12) та з використанням відповідних значень параметрів, що описують зонну структуру. Ці параметри визначаються використовуючи їх значення для бінарних сполук: коефіцієнт непараболічності  $\alpha_{A_z B_{1-z} C}$  визначається за правилом Вегарта:

$$\alpha_{A_z B_{1-z} C} = z\alpha_{AC} + (1-z)\alpha_{BC}, \quad (2.13)$$

ефективна маса знаходиться відповідно до співвідношення:

$$\frac{1}{m^*(z)} = \frac{z}{m_{AC}^*} + \frac{1-z}{m_{BC}^*} \quad (2.14)$$

Енергетичне положення мінімумів долин описується в загальному випадку квадратичною залежністю від вмісту компоненти сполуки:

$$E_{g,A_z B_{1-z} C} = zE_{g,AC} + (1-z)E_{g,BC} + z(1-z)C_{\text{виг}}, \quad (2.15)$$

де  $C_{\text{виг}}$  – параметр вигину для сполуки  $A_z B_{1-z} C$ , який і є, як правило, параметром, що визначається виходячи з емпіричних залежностей, та відповідає найкращому наближенню цих залежностей до експериментальних.

Крім параметрів, що описують зонну структуру потрійної сполуки типу  $A_z B_{1-z} C$ , необхідно також визначити залежність інших основних параметрів, які описують рух електрона та механізмів розсіяння для будь-якого значення молярної частки  $z$ .

Параметри потрійної сполуки  $A_zB_{1-z}C$  також можуть бути отримані з параметрів подвійних сполук ( $AC$  та  $BC$ ) за наступними правилами [158].

Постійна решітки для потрійної сполуки за правилом Вегарта:

$$a_{A_zB_{1-z}C}(x) = za_{AC} + (1-z)a_{BC}. \quad (2.16)$$

Густина потрійної сполуки визначається з врахуванням зміни загального об'єму кристала за формулою:

$$\rho_{A_zB_{1-z}C}(x) = \frac{z\rho_{AC}a_{AC}^3 + (1-z)\rho_{BC}a_{BC}^3}{a_{A_zB_{1-z}C}^3}. \quad (2.17)$$

Статична і високочастотна діелектричні сталі потрійної сполуки:

$$\varepsilon_{A_zB_{1-z}C} = \frac{1 + 2F_{A_zB_{1-z}C}}{1 - F_{A_zB_{1-z}C}}, \quad F_{A_zB_{1-z}C} = zF_{AC} - (1-z)F_{BC}, \quad (2.18)$$

$$\text{де: } F_{AC} = \frac{\varepsilon_{AC} - 1}{\varepsilon_{AC} + 2}; \quad F_{BC} = \frac{\varepsilon_{BC} - 1}{\varepsilon_{BC} + 2}.$$

Залежність статичних та високочастотних діелектричних сталих потрійних сполук на прикладі  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  та  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  за виразами (2.18) продемонстрована на рис. 2.2.

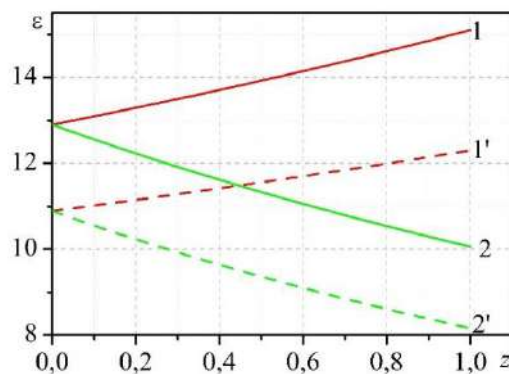


Рис. 2.2. Залежність діелектричних сталих від молярної частки у потрійних сполуках:  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  та  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$

Залежності отримані з використанням відповідних параметрів  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  та що наведені у Додатку Б. На рис. 2.2 1 – статична діелектрична стала, 1' – високочастотна діелектрична стала сполуки  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ , 2 – статична

діелектрична стала,  $2'$  – високочастотна діелектрична стала потрійної сполуки  $Al_zGa_{1-z}As$ .

Енергія повздожніх акустичних фононів визначається більш складним шляхом:

$$\hbar\omega_{LO,A_zB_{1-z}C} = \left[ \frac{\varepsilon_{cm,A_zB_{1-z}C}}{\varepsilon_{\text{вч},A_zB_{1-z}C}} \left( z \frac{\varepsilon_{\text{вч},AC}}{\varepsilon_{cm,AC}} \hbar^2 \omega_{LO,AC}^2 + (1-z) \frac{\varepsilon_{\text{вч},BC}}{\varepsilon_{cm,BC}} \hbar^2 \omega_{LO,BC}^2 \right) \right]^{1/2}, \quad (2.19)$$

де  $\varepsilon_{cm}$ ,  $\varepsilon_{\text{вч}}$  – статична та високочастотна діелектрична стала відповідно;  $\hbar$  – модифікована постійна Планка;  $\omega_{LO}$  – частота повздожніх акустичних фононів.

Швидкість акустичної хвилі у потрійній сполуці знаходиться як:

$$v_{A_zB_{1-z}C} = a_{A_zB_{1-z}C} \sqrt{\frac{z^2 A H_{AC} + z(1-z)D + (1-z)^2 C H_{BC}}{z H_{AC} + (1-z)H_{BC}}}, \quad (2.20)$$

$$\text{де } A = \left( \frac{v_{AC}}{a_{AC}} \right); \quad B = \left( \frac{\rho_{AC}}{\rho_{BC}} \right) \left( \frac{a_{AC}}{a_{BC}} \right)^3; \quad C = \left( \frac{v_{BC}}{a_{BC}} \right)^2; \quad D = B A H_{BC} + \frac{C H_{AC}}{B};$$

$$H_{BC} = \frac{\varepsilon_{\text{вч},BC}}{\varepsilon_{cm,BC}} \hbar^2 \omega_{LO,BC}^2; \quad H_{AC} = \frac{\varepsilon_{\text{вч},AC}}{\varepsilon_{cm,AC}} \hbar^2 \omega_{LO,AC}^2.$$

Деформаційні потенціали акустичних і оптичних фононів, міждолинні потенціали, електронна спорідненість, а також енергії міждолинних переходів та енергії фононів визначаються за правилом Вегарта:

$$\Theta_{A_zB_{1-z}C} = z\Theta_{AC} + (1-z)\Theta_{BC}, \quad (2.21)$$

де  $\Theta$  – відповідний параметр.

Залежність ширини забороненої зони для кожної долини у потрійній сполуці визначається у вигляді квадратичної залежності від молярної частки за законом:

$$E_{g,A_zB_{1-z}C} = zE_{g,AC} + (1-z)E_{g,BC} + z(1-z)C_{\text{виг}}. \quad (2.22)$$

де  $C_{\text{виг}}$  - параметр вигину для сполуки  $A_zB_{1-z}C$ .

При визначенні величини ширини забороненої зони були використані дані з її залежності від температури, зокрема використовується емпірична залежність Варшні [159]:

$$E_g(T) = E_g(T=0) - \frac{\Lambda T^2}{T + \Xi}, \quad (2.23)$$

де  $\Lambda$ ,  $\Xi$  – константи, значення яких відповідають матеріалу, що розглядаються і, відповідно, в загальному випадку є функціями молярної частки одної із компонент.

На рис. 2.3 продемонстровано залежність ширини забороненої зони від молярної частки у потрійній сполуці за виразами (2.22) та (2.23) за параметрах що наведені у Додатку Б.

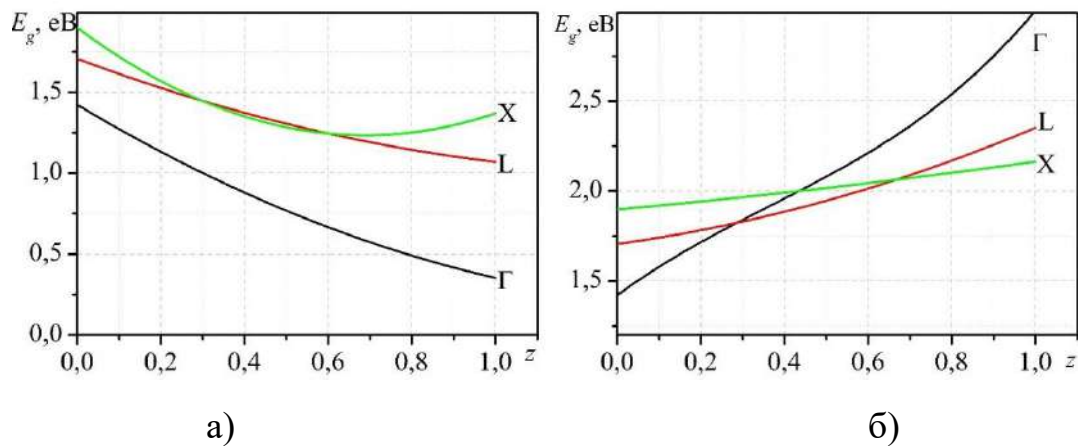


Рис. 2.3. Залежність ширини забороненої зони  $E_g$  від складу  $z$  для: а) -  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ ; б) -  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  при  $T = 300$  К

Ефективна маса провідності для електронів визначалася у відповідності до формули Друде:

$$\frac{1}{m^*} = 3 \left( \frac{2}{m_{\square}^*} + \frac{1}{m_{\perp}^*} \right), \quad (2.24)$$

де  $m_{\square}^*$  – повздовжня ефективна маса електронів в відповідній долині зони провідності,  $m_{\perp}^*$  – поперечна ефективна маса електрона у тій самій долині. Для

потрійної сполуки і повздожня, і поперечна ефективні маси для кожної долини зони провідності (на прикладі повздожньої) знаходились як:

$$m_{\square, A_z B_{1-z} C}^* = \frac{m_{\square, AC}^* m_{\square, BC}^*}{z m_{\square, BC}^* + (1-z) m_{\square, AC}^*}. \quad (2.25)$$

На рис. 2.4 показано залежність величини ефективної маси електронів в  $\Gamma$ -, L-, та X- долинах від молярної частки у потрійній сполуці за виразами (2.24) та (2.25) за параметрами що наведені у Додатку Б.

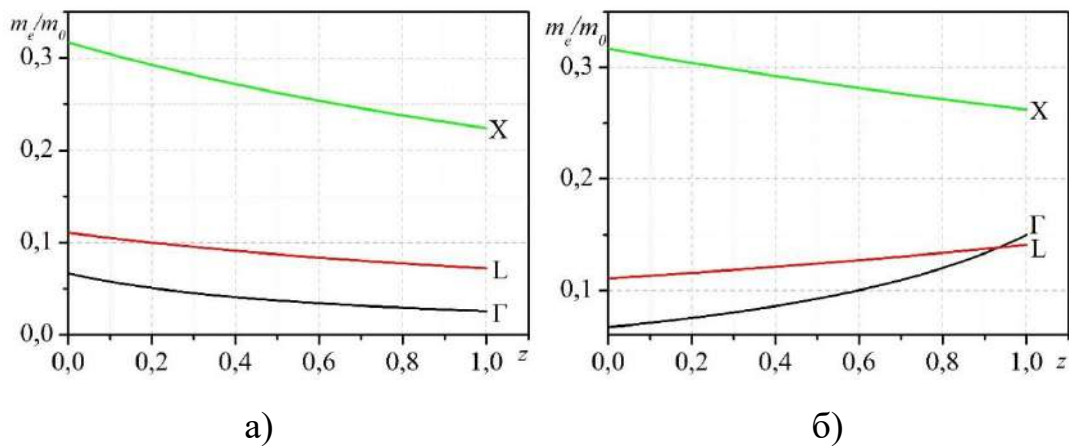


Рис. 2.4. Залежність ефективної маси у енергетичних долинах у:  
а) -  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ ; б) -  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  при  $T = 300 \text{ K}$

Ефективна маса густини станів:

$$m_{DoS, A_z B_{1-z} C}^* = \sqrt[3]{g^2 m_{\square, A_z B_{1-z} C}^* m_{\perp, A_z B_{1-z} C}^*}, \quad (2.26)$$

де  $g$  - кількість еквівалентних долин відповідного типу в зоні провідності.

При розрахунках діодів на основі матеріалу типу цинкової обманки, дисперсійне співвідношення для важких дірок можна представити у вигляді анізотропного закону дисперсії [159]:

$$E_{\vec{k}} = E_{V0} - \frac{\hbar^2}{2m_0} (\gamma_1 (k_{\perp}^2 + k_{\square}^2) \pm \sqrt{4\gamma_2^2 k^4 + 12(\gamma_3^2 - \gamma_2^2)(k_{\perp}^2 k_{\square}^2 + k_y^2 k_z^2)}), \quad (2.27)$$

де  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  - зонні параметри Латтінжера. Використання їх у виразі для закону дисперсії дає можливість застосувати лінійну апроксимацію при визначенні закону дисперсії для сполуки  $A_z B_{1-z} C$  при різних значеннях

молярної частки елементу А визначаючи значення параметрів  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  [155].

При розрахунках процесів розсіяння за участю дірок використовується закон дисперсії у вигляді:

$$E_{\vec{k}} = E_{v0} - \frac{\hbar^2 (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2) |A|}{2m_0} (1 \pm g(\theta, \varphi)), \quad (2.28)$$

де:

$$g(\theta, \varphi) = \sqrt{b^2 + c^2 (\sin^2 \theta \cos^2 \theta + \sin^4 \theta \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi)}, \quad (2.29)$$

$$b = \frac{|B|}{|A|}, \quad c = \frac{|C|}{|A|}, \quad A = \gamma_1; \quad B = 2\gamma_2, \quad C = \sqrt{12(\gamma_3^2 - \gamma_2^2)}. \quad (2.30)$$

Ефективна маса щільність станів в зоні важких дірок обчислюється з виразу:

$$m_{dhh} = m_0 \left[ \frac{1}{4\pi |A|^{\frac{3}{2}}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\sin(\theta) d\theta d\varphi}{1 - \sqrt{b^2 + c^2 (\sin^2 \theta \cos^2 \theta + \sin^4 \theta \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi)}} \right]^{\frac{2}{3}}. \quad (2.31)$$

Ця величина у подальшому використовується у всіх виразах, які визначають розподіл кінцевих станів після розсіяння.

### 2.3. Механізми розсіяння, які враховуються при моделюванні

Носії заряду під дією зовнішніх сил рухаються згідно рівнянню (2.1) і розсіюються у випадкові моменти часу, які визначається сукупністю усіх можливих механізмів розсіяння, що діють на електрон в точці фазового простору. Основними механізмами розсіяння є локалізовані та нелокалізовані порушення періодичного потенціалу кристалічної решітки, зокрема розсіяння на домішках і дефектах та коливаннях кристалічної решітки – фононах.

Серед механізмів розсіяння при моделюванні у цій роботі були враховано: розсіяння на акустичних, полярних та оптичних фононах з



врахуванням можливих внутрішньодолинних і міждолинних переходів, п'єзоелектричне розсіяння та розсіяння на домішках.

Для розсіяння при взаємодії з деформаційним потенціалом довгохвильових акустичних фононів ймовірність розсіювання приймалася у вигляді:

$$W_{ДА}^{\pm}(\vec{k}) = \frac{\Xi_d^2 m^*}{4\pi\rho s_l \hbar^2 k} \int \left( N_{\vec{q}b} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \frac{1}{\eta} \left[ (\eta + \alpha \hbar \omega_{\vec{q}b})^2 - \frac{\alpha \hbar^2 q^2}{2m} \right] q^2 dq, \quad (2.32)$$

де  $W_{ДА}^+(\vec{k})$  відповідає ймовірності поглинання, а  $W_{ДА}^-(\vec{k})$  – випромінюванню довгохвильового акустичного фонону,  $s_l$  – швидкість повздовжніх акустичних хвиль;  $\rho$  – густина;  $q$  – величина хвильового вектору фонона;  $\Xi_d$  – ефективна постійна деформаційного потенціалу у повздовжньому напрямку;  $N_{\vec{q}b}$  – число фононів, яке визначається розподілом Планка:

$$N_{\vec{q}b} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar \omega_{\vec{q}b}}{kT}\right) - 1}, \quad (2.33)$$

Кут розсіяння для даного механізму знаходиться із співвідношення:

$$-1 \leq \cos \theta = \frac{2q_s \eta - q(1 - 2\alpha m^* s_l^2)}{2k} \leq 1, \quad (2.34)$$

де:  $q_s = m^* s_l / \hbar$ .

Величина імпульсу  $\hbar q$ , що передається в результаті розсіяння визначається за густиною розподілу  $P_{ДА}^{\pm}(q)$ , яка є підінтегральною функцією у (2.32), з використання процедури Неймана. Косинус кута між  $\vec{p}$  та  $\vec{q}$  визначається із виразу (2.34).

Для визначення імпульсу  $\hbar \vec{q}$ , що передається частинці під час розсіяння, розглядається декартова система координат, яка пов'язана з вектором  $\vec{p}$   $S'(x', y', z')$ , у якій вісь  $z'$  має напрям уздовж  $\vec{p}$ , а вісь  $x'$  лежить у площині  $xy$ . Вибрані системи координат  $S(x, y, z)$  та  $S'(x, y, z)$  зображені на рис. 2.5.

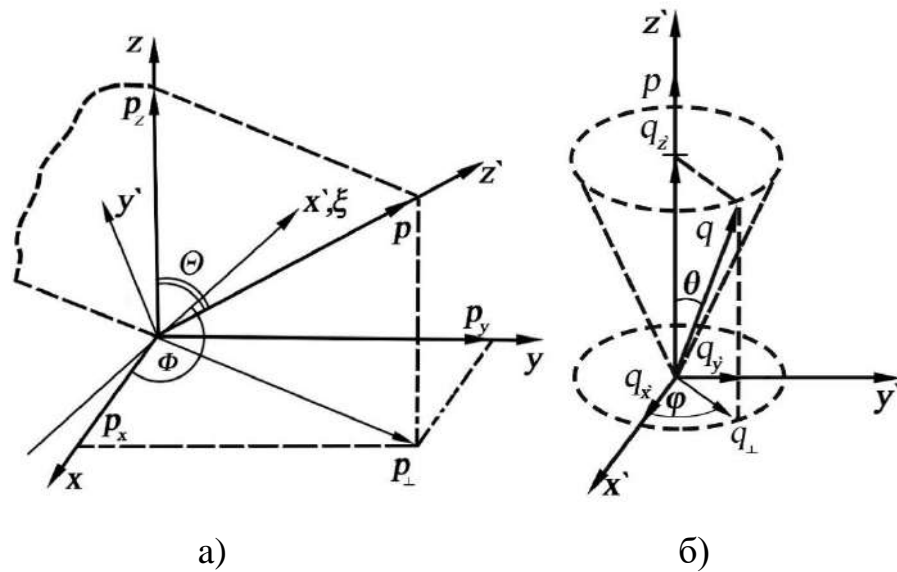


Рис. 2.5. Орієнтація  $\vec{p}$  і пов'язаної з ним системи  $S'$  відносно системи  $S$  (а) та орієнтація векторів  $\vec{p}$  та  $\vec{q}$  у системі  $S'$  (б)

При такому виборі в системі  $S'(x, y, z)$  азимутальним кут  $\theta \in \left[-\pi/2, \pi/2\right]$  співпадає з кутом між векторами  $\vec{p}$  та  $\vec{q}$ . Полярний кут вважається рівномірно розподіленим в інтервалі  $\varphi \in [0, 2\pi]$ .

Кути, що визначають взаємне положення вибраних систем  $S$  та  $S'$  визначаються за формулами:

$$\begin{aligned} \cos \Theta &= \frac{p_z}{p}, & \sin \Theta &= \frac{p_{\perp}}{p}, \\ \cos \Phi &= \frac{p_x}{p}, & \sin \Phi &= -\frac{p_y}{p_{\perp}}, \end{aligned} \quad (2.35)$$

де  $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$  - величина імпульсу частинки,  $p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ .

У системі  $S'$  складові  $\vec{q}$  визначається як:

$$q_z = q \cos \theta; \quad q_x = q \sin \theta \sin \varphi; \quad q_y = q \sin \theta \cos \varphi \quad (2.36)$$

де  $\cos \Theta = 2z_1 - 1$ ,  $\Phi = 2\pi z_2$ ,  $z_1$  та  $z_2$  - дві випадкові величини у інтервалі  $[0, 1]$ .

Використовуючи рівняння (2.35) та (2.36) знаходяться компоненти вектору  $\vec{q}$  у системі  $S$ :

$$q = \begin{pmatrix} q_x \\ q_y \\ q_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Phi & -\cos \Theta \sin \Phi & \sin \Theta \sin \Phi \\ \sin \Phi & \cos \Theta \cos \Phi & -\sin \Theta \cos \Phi \\ 0 & \sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q_{x'} \\ q_{y'} \\ q_{z'} \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

За визначеними в такий спосіб проекціями вектору  $\vec{q}$  визначаються складові імпульсу електрона після розсіяння:

$$p'_x = p_x \pm \hbar q_x, \quad p'_y = p_y \pm \hbar q_y, \quad p'_z = p_z \pm \hbar q_z, \quad (2.38)$$

де знак “+” відповідає поглинаю фонуна, а “-” – випромінюванню.

Основною властивістю взаємодії з деформаційним потенціалом оптичних фононів є незалежність частоти коливання оптичного фонону від його хвильового вектору. З урахуванням цього, а також непараболічності зони провідності, ймовірність розсіяння має вигляд:

$$W_{до}^{\pm}(\mathcal{E}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{D_0^2 m_d^{*3/2}}{\rho \omega \hbar^3 k} \left( N_{\omega_0} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \sqrt{\mathcal{E} + \hbar \omega \Theta} (\mathcal{E} \pm \hbar \omega) K^{\pm}, \quad (2.39)$$

де:  $m_d^*$  – ефективна маса густини станів;  $D_0$  – величина постійної деформаційного потенціалу оптичних фононів;  $\omega$  – частота коливань оптичних фононів;  $K^{\pm} = 0,5 \sqrt{1 + \alpha(\mathcal{E} \pm \hbar \omega)} \left( 1 + 2\alpha\mathcal{E} + \alpha\hbar\omega + \frac{1}{1 + 2\alpha\mathcal{E}} \right)$  –

безрозмірна постійна, що описує вплив непараболічності.

Кут розсіяння знаходиться в межах:

$$-1 \leq \cos \theta = \frac{2m^* \hbar \omega_0 (1 + 2\alpha\mathcal{E}_i \pm \alpha\hbar\omega_0) / q \mp q}{2k} \leq 1. \quad (2.40)$$

Величина імпульсу частинки після розсіяння визначається із закону дисперсії відповідно до нового значення енергії частинки. Косинус кута між  $\vec{p}$  та  $\vec{q}$  визначається із виразу (2.40). Полярний кут вважається рівномірно розподіленим в інтервалі  $\varphi \in [0, 2\pi]$ . Складові імпульсу після розсіяння  $\vec{q}$  знаходяться як:

$$q_{z'} = q \cos \theta; \quad q_{x'} = q \sin \theta \sin \varphi; \quad q_{y'} = q \sin \theta \cos \varphi \quad (2.41)$$

У полярних матеріалах типу  $A_3B_5$ ,  $A_2B_6$  виникають макроскопічні електричні поля, які проникають на великі відстані. Їх поява обумовлена

коливаннями протилежно заряджених атомів кристалу. Саме ці поля викликають полярне оптичне розсіяння. Імовірність цього розсіяння можна обчислити за виразом:

$$W_{по}^{\pm}(\vec{k}) = \frac{e^2 \omega m^*}{\hbar^2 k \eta} \left( \frac{1}{\chi_{\infty}} - \frac{1}{\chi_{ст}} \right) \left( N_{\omega} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \left( (\eta \pm \alpha \hbar \omega)^2 \ln \frac{q_{\max}^{\pm}}{q_{\min}^{\pm}} - \frac{\alpha \hbar^2 k k^{\pm}}{m^*} \right), \quad (2.42)$$

де  $k^{\pm}$  визначається з  $\hbar k^{\pm} = \sqrt{2m_d^*(\mathcal{E} \pm \hbar\omega)(1 + \alpha(\mathcal{E} \pm \hbar\omega))}$ ;  $q_{\max}^{\pm} = k + k^{\pm}$ ;  $q_{\min}^{\pm} = \pm(k^{\pm} - k)$ .

При взаємодії з короткохвильовими фононами вважається, що їх частота не залежить від хвильового вектору, як для оптичної, так і для акустичної гілки. Ймовірність міждолинного розсіяння із врахуванням цього визначається аналогічно до (2.39) у вигляді:

$$W_{МД}^{\pm}(\mathcal{E}_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{Z_j D_{ij}^2 m_{di}^{\frac{3}{2}}}{\rho \hbar^2 \hbar \omega} \left( N_{\omega} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{(1 + \alpha_i \mathcal{E}_i)(1 + \alpha_j \mathcal{E}_j)}{1 + 2\alpha_j \mathcal{E}_j} \sqrt{\mathcal{E}_j (1 + \alpha_j \mathcal{E}_j)}, \quad (2.43)$$

де:  $Z_j$  – кількість еквівалентних долин у зоні Брілюена, без врахування долини з якої відбувається перехід у випадку їх співпадіння. Величина енергії електрона після розсіяння  $\mathcal{E}_j = \mathcal{E}_i - \Delta_{ij} \pm \hbar\omega$ , де  $\Delta_{ij}$  є різниця енергій між мінімумами  $i$  та  $j$  долин.

Імовірності домішкового розсіяння визначається у відповідності до формули Рідлі [160], згідно якої ймовірність розсіяння має вигляд:

$$W_{ДР}(\vec{k}) = \frac{v(\vec{k})}{2b_m} \left( 1 - \exp \left( - \frac{2b_m W_{ВН}(\vec{k})}{v(\vec{k})} \right) \right), \quad (2.44)$$

де:  $W_{ВН}(\vec{k})$  – імовірність розсіяння, за формулою Брукса-Херрінга;

$b_m = 0,5N_d^{-1/3}$ ;  $N_d$  – концентрація домішок.

У випадку моделювання потрійних сполук виду  $A_z B_{1-z} C$

непорядкованість розміщення атомів А та В у вузлах кристалічної решітки призводить до порушення періодичності кристалічного потенціалу. Тому, вводиться додатковий механізм розсіювання, пов'язаний саме з такою неідеальністю кристалу – розсіяння на сплаві. Інтенсивність дії цього механізму залежить від ступеня непорядкованості кристалічної решітки [161].

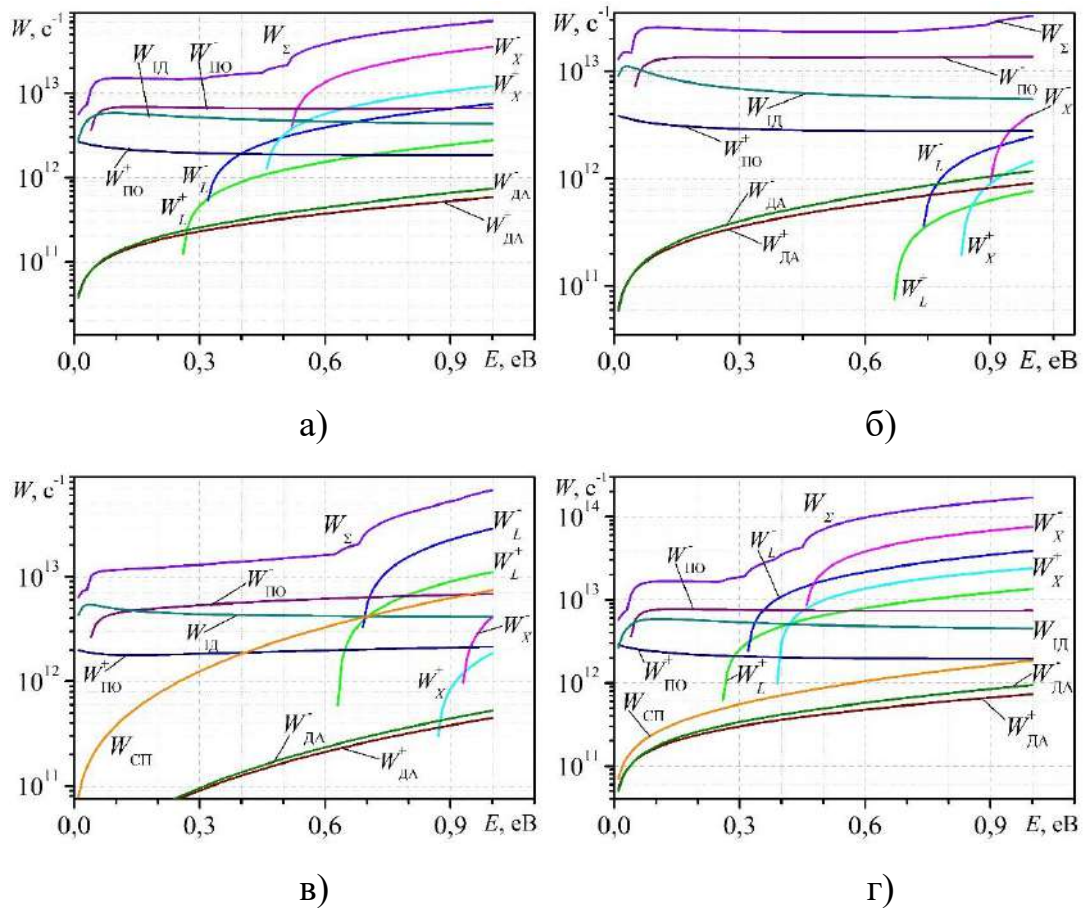


Рис. 2.6. Імовірності розсіювання, що використовуються при моделюванні для деяких сполук: а) - GaAs, б) - InP, в) -  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ , г) -  $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$

З використанням [162] моделі Мотта для потенціалу розсіювання та із врахуванням непараболічності зон провідності імовірність розсіювання  $\epsilon$  :

$$W_{СП}(\mathcal{E}) = \left( \frac{x(1-x)r_0^3}{\pi} \right) \left( \frac{U_{СП}^2 d}{\hbar^4} \right) m^* (1 + 2\alpha\mathcal{E}) \sqrt{2m^* \mathcal{E} (1 + \alpha\mathcal{E})}, \quad (2.45)$$

де  $r_0$  – радіус комірки Вігнера-Зейтца,  $U_{СП}$  – потенціал розсіювання сплаву,

$d$  - невпорядкованість кристалічної решітки ( $0 \leq d \leq 1$ ),  $\alpha$  – коефіцієнт непараболічності,  $m^*$  – ефективна маса електрона.

На рис. 2.6 показані залежності ймовірностей розсіяння електронів та сумарної імовірності розсіяння  $W_{\Sigma}$  від енергії у  $\Gamma$ - долині для деяких розглянутих в роботі матеріалів. Знак “-” – позначає випромінювання фонону, “+” – поглинання.

У випадку, коли дірки є неосновними носіями заряду, наприклад, при ударній іонізації зона-зона (що не призводить до лавинного пробою), при розрахунку методом Монте-Карло, доцільно використовувати параболічний закон дисперсії та обчислювати ефективну масу щільність станів у вигляді (2.31). В такому наближенні, відповідні механізми розсіяння, які діють у матеріалах на електрони, будуть також впливати і на рух дірок, за виключенням міждолинного розсіяння. Відповідно, для опису величин цих ймовірностей, а також для визначення кінцевих станів дірок, можна застосувати вирази (2.32), (2.42), (2.44), (2.45) та методику, яка використана для опису електронів, встановивши рівним нулю значення коефіцієнта непараболічності в законі дисперсії та в у всіх супутніх розрахунках пов’язаних з його використанням.

Параметри напівпровідників, які використовуються при моделювання методом Монте-Карло, наведені в Додатку Б.

## 2.4. Загальна процедура моделювання методом Монте-Карло

Вибір механізму розсіяння зі всіх можливих і визначення стану електрона після розсіяння відбувається відповідно до ймовірності  $W(\vec{k}, \vec{k}')$ .

Аналогічно двом складовим рівняння Больцмана (2.1), а саме польового та інтегралу зіткнення процедуру кінетичного моделювання можна представити у вигляді двох блоків:

1. Моделювання вільного пробігу частинки під дією зовнішніх сил та, відповідно, зміна її стану;
2. Визначення параметрів частинки, які вона набула в результаті розсіяння.

Частинка з деякою енергією  $\mathcal{E}(t)$  рухається під дією зовнішніх сил до моменту розсіяння протягом відрізка вільного руху, який буде визначатися імовірністю розсіяння  $W_{\Sigma}(\mathcal{E}(t))$ , де  $W_{\Sigma}(\mathcal{E}(t))$  є сумою квантово-механічних ймовірностей усіх механізмів розсіяння, що розглядаються.

При моделюванні вільного пробігу частинки враховується, що характерна величина області зміни зовнішнього поля значно більша за постійну решітки. Це дозволяє розглядати рух електрона у електричному полі як рух класичної частинки з певною ефективною масою, імпульс якої змінюється у відповідності до другого закону Ньютона:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E}. \quad (2.46)$$

Швидкість частинки визначається з врахуванням її як функція енергії та координати відповідно до:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}(\vec{p}) = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} \mathcal{E}, \quad (2.47)$$

де  $\mathcal{E}$  – енергія частинки.

У випадку непараболічного закону дисперсії ця залежність від енергії набуває вигляду:

$$\vec{v}(\vec{p}) = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} \mathcal{E}(\vec{p}) = \frac{\vec{p}}{m^* \sqrt{1 + 2\alpha p^2/m^*}}. \quad (2.48)$$

Рівняння (2.48) неможливо розв'язати аналітично, тому застосовується числове інтегрування. Для цього траєкторія руху частинки розглядається на коротких відрізках часу, в межах яких припускається, що сила, яка діє на частинку, є постійною. Виходячи з того, що інтервал часу  $\Delta t$  в методі Монте-Карло також повинен бути достатньо малим порівняно з короткими

проміжками часу між моментами розсіяння носіїв заряду у напівпровіднику та набагато меншим за період коливальних процесів, що можуть відбуватися у приладі, який моделюється, для більшості розглянутих в роботі випадків він приймається  $\Delta t = 1.5 \cdot 10^{-16}$  с, що також задовольняє вище вказаним критеріям стійкості.

Після вільного пробігу частинки стає відома її енергія, і наступним етапом є вибір конкретного механізму розсіяння у відповідності до ймовірності розсіювання. Момент часу  $\tau$ , в який відбувається розсіювання, визначається рівнянням:

$$\int_0^t W_{\Sigma}(\mathcal{E}(\tau)) dt = -\ln z, \quad (2.49)$$

де  $z$  – випадкове число рівномірно розподілене в інтервалі  $[0..1]$ .  $\tau$  визначається безпосередньо числовим інтегрування виразу (2.49), що дає змогу проводити моделювання в умовах швидкої зміни зовнішніх напруг, які діють на приладі. Випадкове число  $z$  генерується після кожного акту розсіяння. Потім на подальших часових кроках під час вільного руху частинки відбувається зміна її енергії  $i$ , одночасно відбувається накопичення інтегральної суми, яка визначає наближену величину інтегралу (2.49).

Після встановлення моменту розсіяння вибирається актуальний механізм розсіювання у відповідності з квантово-механічною ймовірністю  $W_i(\mathcal{E})$ , яка описує перехід частинки з енергією  $\mathcal{E}$  з одного стану до іншого під дією  $i$ -го механізму розсіяння. Для вибору механізму розсіювання в роботі використовується метод Неймана:

1. Генерується випадкового число  $z$ , яке рівномірно розподілене у інтервалі  $[0,1]$ ;
2. Значення  $z$  порівнюється з відповідними сумами:

$$\sum_{i=1}^{m-1} \frac{W_i(\mathcal{E})}{W_{\Sigma}(\mathcal{E})} < z < \sum_{i=1}^m \frac{W_i(\mathcal{E})}{W_{\Sigma}(\mathcal{E})}, \quad (2.50)$$

де  $m = 1, 2, 3 \dots m_{\max}$ ,  $m_{\max}$  – число врахованих механізмів розсіювання.



3. Якщо нерівність виконується, то обирається механізм з номером  $m$ . У процесі моделювання вважалося що параметри матеріалу які визначають  $W_i(\mathcal{E})$ , є постійними у межах комірки просторової дискретизації.

Після того як частика розсіялася, відповідно до вибраного механізму знаходиться значення імпульсу та енергії виходячи із значень імпульсу та енергії, які частинка мала до розсіяння

## 2.5. Визначення розподілу напруженості електричного поля та струму

Для визначення напруженості електричного поля в напівпровідниковій двовимірній структурі необхідно мати ефективний метод знаходження розподілу електростатичного потенціалу. Характерною рисою розглянутих в роботі задач є неоднорідність простору, яка пов'язана із залежності складу матеріалу від координати  $z(x)$  в гетероструктурі або варізонному шарі, наявність розривів властивостей в місцях формування гетеропереходів, а також складна конфігурація областей, в яких відбувається визначення розподілу потенціалу.

На першому етапі безперервний простір пристрою замінюється на його дискретний аналог у двовимірному просторі – двовимірну дискретну модель, та вводиться сітка:

$$\Omega_h = \left\{ (x_i, y_j) \mid x_i = ih_x, y_j = jh_y, 0 \leq i \leq N_x, 0 \leq j \leq N_y \right\}, \quad (2.51)$$

де:  $h_x = L_x / (N_x + 1)$  – крок уздовж  $x$  - вісі;  $h_y = L_y / (N_y + 1)$  – крок уздовж  $y$  - вісі;  $N_x, N_y$  – кількість інтервалів дискретизації.

У цій роботі дискретна сітка має  $2^n$  шарів, та  $2^n + 1$  вузлів відповідно. Для кожного шару є набір з двох значень  $z(x)$ , що відповідає попередньому та наступному вузлу. Такий підхід дозволяє визначати наявність гетеропереходу на границі, що розділяє шари, та врахувати стрибок властивостей матеріалу.

Відповідно до зміни складу напівпровідникової сполуки  $z(x)$  змінюється і відносна діелектрична проникність матеріалу. З фізичних міркувань її величина в залежності від  $x$  визначається з використанням співвідношення [163]:

$$\varepsilon_{AB} = \frac{1 + 2 \left( z(x) \frac{\varepsilon_A - 1}{\varepsilon_A + 2} + (1 - z(x)) \frac{\varepsilon_B - 1}{\varepsilon_B + 2} \right)}{1 - \left( z(x) \frac{\varepsilon_A - 1}{\varepsilon_A + 2} + (1 - z(x)) \frac{\varepsilon_B - 1}{\varepsilon_B + 2} \right)}, \quad (2.52)$$

де,  $\varepsilon_{AB}$  – електрична проникність сполуки  $A_z B_{1-z} C$ ;  $\varepsilon_A$  – електрична проникність AC;  $\varepsilon_B$  – електрична проникність BC.

Рівняння Пуассона для знаходження розподілу електростатичного потенціалу, яке використовується для моделювання пристроїв, що описуються у даній роботі має наступний вигляд:

$$\nabla[\varepsilon \nabla \varphi] = L\varphi = -q[N_D(x, y) - N_A(x, y) - n(x, y) + p(x, y)]. \quad (2.53)$$

Граничні умови для рівняння (2.53) в області  $\Omega$  з границею  $\partial G$  задаються наступним чином: значення потенціалу на контактах

$$\varphi_m = \varphi_k + V(t), \quad (2.54):$$

де  $\varphi_k$  – контактна різниця потенціалів;  $V(t)$  – прикладена до контакте зовнішня напруга.

На границі розподілу “пристрій-зовнішнє середовище” граничні умови виглядають наступним чином:

$$\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}} \Big|_{\partial G} = 0. \quad (2.55)$$

Одним з найбільш ефективним методів розв’язку еліптичного рівняння Пуассону є багатосітковий метод [164-166]. Його основною перевагою є можливість застосування для знаходження розв’язку (2.53) в областях, що мають складну геометрію за оптимальний час з практично будь-якою заданою точністю. В роботі використано один із різновидів багатосіткового метода – повний геометричний багатосітковий метод (FMG method) [165].

Для реалізації цього метода лінійному диференційному оператору  $L$  в (2.53) ставиться у відповідність  $L_h$  – диференційний оператор в кінцевих різницях, який визначений на рівномірній сітці (2.51) з граничними умовами у вигляді кінцевих різниць, що відповідають граничним умовам задачі

Розв’язання рівняння з оператором  $L_h$  знаходиться у вигляді дискретної функції  $u_{i,j} = u_h$  з рівняння:

$$L_h u_h = -f_h. \quad (2.56)$$

Для визначення правої частини рівняння в (2.56), яка визначає густину розподілу просторового заряду, заряд, пов’язаний з окремими частинками, має бути певним чином розподілений на дискретній сітці. Для цих цілей використовується найбільш поширена при моделюванні пристроїв методом Монте-Карло схема роздачі заряду “хмара в комірці” (CIC) [167]. Основна ідея цього методу полягає у тому, що заряд кожної частинки розподіляється на сусідні сіткові точки у відповідності до так званої функції форми, яка в даному випадку, має форму піраміди з основою  $2h_x \times 2h_y$ . Відповідно, для частинки, яка має заряд  $q_0$  та знаходиться в комірці дискретної сітки  $x_i < x < x_{i+1}, y_i < y < y_{j+1}$ , густина заряду у вузлах рівномірної сітки визначається співвідношеннями:

$$\begin{aligned} Q(x_i, y_j) &= \frac{q_0}{h_x h_y} (x_{i+1} - x)(y_{j+1} - y) \\ Q(x_{i+1}, y_j) &= \frac{q_0}{h_x h_y} (x - x_i)(y_{j+1} - y) \\ Q(x_i, y_{j+1}) &= \frac{q_0}{h_x h_y} (x_{i+1} - x)(y - y_j) \\ Q(x_{i+1}, y_{j+1}) &= \frac{q_0}{h_x h_y} (x - x_i)(y - y_j) \end{aligned}, \quad (2.57)$$

де  $h_x, h_y$  - кроки дискретизації за напрямкам  $x$  та  $y$ - вісей відповідно.

Повний багатосітковий метод є ітераційним методом розв’язання систем лінійних алгебраїчних рівнянь, які виникають внаслідок дискретизації

рівняння Пуассона. Його ідея полягає в отриманні розв'язку шляхом повторення обчислювальних процедур з покращенням розв'язку на кожному кроці до досягнення заданої точності.

На першому етапі знаходиться розв'язок дискретного рівняння (2.56), Далі, замість прямого знаходження розв'язку з використанням ітераційного процесу відбувається послідовне його уточнення. Використовуючи наближене рішення  $u_h^i$  отримане на  $i$ -й ітерації обчислюється похибка розв'язку:

$$\mathcal{G}_h^i = u_h - u_h^i. \quad (2.58)$$

За отриманим значенням обчислюється різниця між вектором правої частини  $-f_h$  рівняння та значенням, отриманим шляхом дії диференційного оператора  $L_h$  на наближене рішення  $u_h^i$ . Нев'язка  $r_h^i$  формується наступним чином:

$$r_h^i = -f_h - L_h u_h^i. \quad (2.59)$$

Замінюючи в початковому рівнянні  $u_h$  на  $\mathcal{G}_h^i + u_h^i$  і використовуючи лінійність оператора  $L_h$  отримується рівняння для похибки:

$$L_h \mathcal{G}_h^i = r_h^i. \quad (2.60)$$

Для отримання ітерації  $u_h^{i+1}$ , рівняння (2.60) також розв'язується наближено за допомогою оператора  $L'_h$ , подібного до  $L_h$ :

$$L'_h \mathcal{G}_h^i = r_h^i. \quad (2.61)$$

Наступним кроком проводиться корекція наближеного розв'язку:

$$u_h^{i+1} = u_h^i + \mathcal{G}_h^i, \quad (2.62)$$

де:

$$\mathcal{G}_h^i = (L'_h)^{-1} r_h^i. \quad (2.63)$$

Основна ідея багатосіткового методу полягає в тому, що на грубій сітці не обов'язково розв'язувати рівняння  $L_h \mathcal{G}_h^i = r_h^i$  точно. Достатньо провести кілька згладжувань і отримати наближене значення невязки. При цьому, ефективно придушуються високочастотні для даної сітки компоненти

рішення, а низькочастотні складові, що залишаються, можна ефективно згладити переходячи на більш грубу сітку. Компоненти похибки ефективно придушуються згладжуванням на тій сітці, на якій вони є високочастотними, а при переході на більш грубу сітку низькі частоти стають високими. На  $2h$  сітці проводиться чергова корекція розв'язку: згладжується високочастотна складова, а для придушення низьких частот використовується сітка  $4h$  і т.д. Згадані вище операції є наслідком лінійності оператора  $L_h$ .

У якості згладжувача для ітераційного методу використовується матричний прогін методом Гаусса-Зейделя з використанням 5-ти точкового шаблону для формування рівняння (2.56) в кінцевих різницях.

Для прискорення обчислення у процедурі, що використовується для згладжування, використовується алгоритм Red-Black[168].

Загальна ідея інтерполяції виглядає наступним чином:

$${}_{h}^{2h} I : \Omega^{2h} \rightarrow \Omega^h. \quad (2.64)$$

Визначається значення на грубій сітці як  $\mathcal{G}^h$ , а на більш дрібній:  $\mathcal{G}^{2h}$ , тоді:

$${}_{h}^{2h} I \mathcal{G}^{2h} = \mathcal{G}^h. \quad (2.65)$$

Для застосування цієї процедури у двовимірному варіанті використовується схема з повними вагами:

$$\mathcal{G}_{2i,2j}^h = \mathcal{G}_{i,j}^{2h}, \quad (2.66)$$

$$\mathcal{G}_{2i+1,2j}^h = \frac{1}{2}(\mathcal{G}_{i,j}^{2h} + \mathcal{G}_{i+1,j}^{2h}), \quad (2.67)$$

$$\mathcal{G}_{2i,2j+1}^h = \frac{1}{2}(\mathcal{G}_{i,j}^{2h} + \mathcal{G}_{i,j+1}^{2h}), \quad (2.68)$$

$$\mathcal{G}_{2i+1,2j+1}^h = \frac{1}{4}(\mathcal{G}_{i,j}^{2h} + \mathcal{G}_{i+1,j}^{2h} + \mathcal{G}_{i,j+1}^{2h} + \mathcal{G}_{i+1,j+1}^{2h}). \quad (2.69)$$

Основна ідея обмеження на грубу сітку така ж сама як і у випадку інтерполяції, за винятком того, що значення сіткової функції переносяться з детальної сітки на грубу. Відповідно:

$${}_{h}^{2h} I : \Omega^h \rightarrow \Omega^{2h} \quad (2.70)$$

У двовимірному варіанті для цього також використовується схема з повними вагами. Оператор обмеження у матричному вигляді має вигляд:

$${}_{h}^{2h} I = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} \frac{1}{4} & \frac{1}{2} & \frac{1}{4} \\ \frac{1}{2} & 1 & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{4} & \frac{1}{2} & \frac{1}{4} \end{pmatrix}. \quad (2.71)$$

Таким чином, в зазначений спосіб знаходиться розподіл електростатичного потенціалу, і, як наслідок, розподіл напруженості електричного поля в напівпровідниковій двовимірній структурі. Зазначимо, що багатосітковий алгоритм має обчислювальну складність  $O(N)$ , в той час як прямий метод Гаусс-Зейделя у узагальненому вигляді –  $O(N^2)$ , де  $N$  – розмірність системи лінійних рівнянь.

У випадку розв'язку кінетичного рівняння Больцмана обчислювальна складність алгоритму пошуку розподілу електростатичного потенціалу має досить важливу роль, адже розподіл потенціалу потрібно знаходити на кожному кроці по часу.

Миттєвий загальний струм  $I(t)$  через контакт обчислюється шляхом розрахунку у вигляді суми двох струмів. Перша складова – це струм який обумовлений потоком частинок через контакт, а друга складова – струм зміщення зумовлений зміною у часі величини електричного поля на контакті [169].

Для планарної структури загальний струм через контакт  $I(t)$  визначається шляхом диференціювання за часом заряду  $Q(t)$  що пройшов через контакт:

$$I(t) = \frac{dQ}{dt}, \quad (2.72)$$

де

$$Q(t) = e(n_{\text{вх}} t - n_{\text{вих}} t) + \varepsilon \varepsilon_0 \int_{L_c} E_{\perp} t dx, \quad (2.73)$$

$n_{\text{вх}} t - n_{\text{вих}} t$  – різниця числа електронів, що входять і виходять через контакт в момент часу  $t$ ;  $E_{\perp}$  – величина перпендикулярної складової поля на контакті, а інтеграл береться по довжині контакту.

## 2.6. Верифікація математичної моделі

Достовірність використаної моделі та коректність обраних параметрів перевірялася шляхом розрахунку фундаментальних кінетичних характеристик напівпровідника – залежності дрейфової швидкості носіїв заряду  $v_d$  від напруженості однорідного електричного поля. Такий підхід дозволяє порівняти отримані характеристики з експериментальними даними та оцінити адекватність моделі.

Параметри напівпровідників, які використовуються при моделювання методом Монте-Карло, наведені у Додатку Б. Параметри потрійних сполучень отримуються із базових параметрів, наведених у Додатку Б, згідно виразам (2.13 – 2.26). Параметри вигину, які використовуються для визначення ширини забороненої зони у потрійних сполуках, наведені у таблиці 2.1.

На рис. 2.7. наведена розрахована залежність дрейфової швидкості у GaAs та аналогічні залежності, отримані експериментально та розраховані іншими авторами, що наведені в [170].

Таблиця 2.1

### Параметри вигину для потрійних сполук

		$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
Параметр вигину, eВ	<b>Г</b>	0,127-1.310x [159]	-0,477 [159]
	<b>L</b>	-0,055 [159]	-0,33 [159]
	<b>X</b>	0 [159]	-1.4 [159]

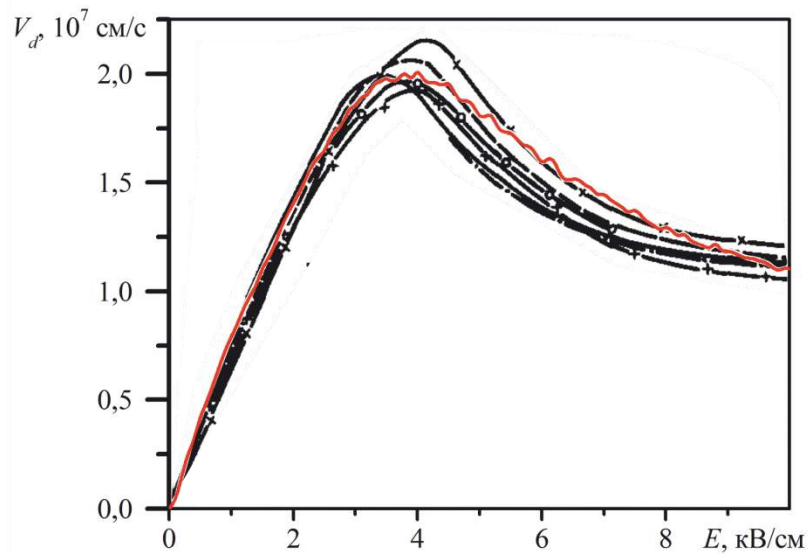


Рис. 2.7. Залежність дрейфової швидкості від електричного поля в сполуці GaAs. Червона лінія отримана з використанням математичної моделі, наведених в даній роботі, чорні – представлені в роботі [170]

На рисунках 2.8-2.10 показано результати розрахунків методом Монте-Карло величини дрейфової швидкості носіїв заряду як залежності від напруженості однорідного електричного поля для декількох напівпровідникових сполук згідно з даними наведеними у Додатку Б. З рис.2.8 та рис. 2.9 видно, що збільшення частки Ga в сполуці  $Ga_zIn_{1-z}As$  призводить до зниження величини максимальної дрейфової швидкості носіїв заряду і величини негативної диференціальної рухливості, а також збільшення порогових напруженостей, які відповідають максимуму дрейфової швидкості. Отримані результати співпадають з відомими даними, наприклад [170,171].



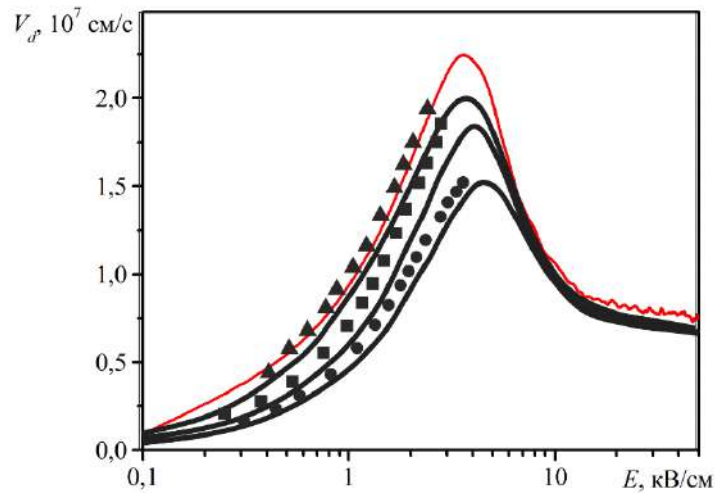


Рис. 2.8. Залежність дрейфової швидкості від електричного поля в сполуці  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ ,  $z=0,47$ . Червона лінія отримана з використанням математичної моделі, наведеній у даній роботі, чорні – представлені в роботі [171], чорні трикутники, квадрати та круги – експериментальні результати

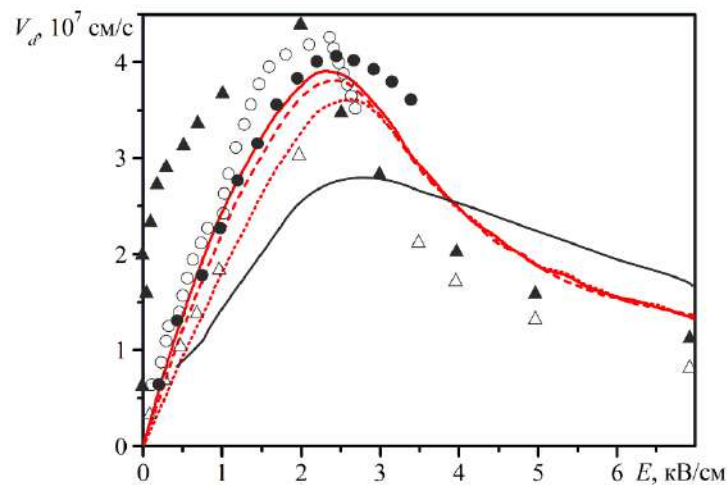


Рис. 2.9. Залежність дрейфової швидкості від електричного поля в сполуці  $\text{InAs}$ . Червоні лінії отримані з використанням математичної моделі, наведеній в даній роботі, чорні – представлені в роботі [172], чорні трикутники та круги – експериментальні результати

На рис. 2.10. наведена розрахована залежність дрейфової швидкості у  $\text{InP}$  та аналогічні залежності, отримані експериментально та розраховані іншими авторами, що наведені в [173,174].

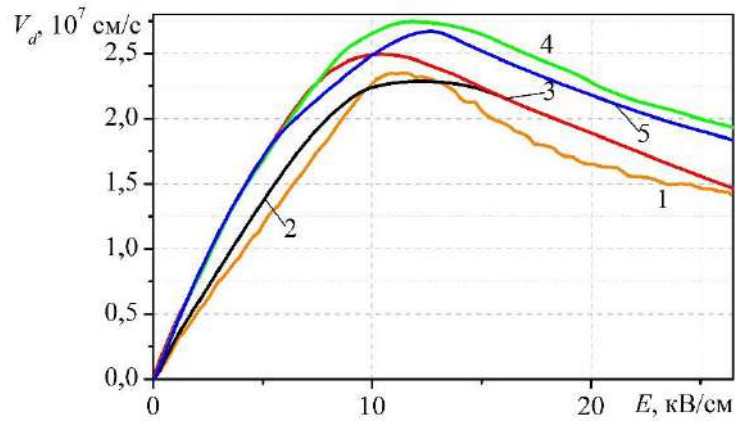


Рис. 2.10. Залежність дрейфової швидкості від електричного поля в сполуці InP. 1 – отримані з використанням математичної моделі, наведеної в даній роботі, 2-5 – представлені в роботах [173,174]

## Висновки до розділу 2

1. Враховуючи особливості задач, які розглядаються в роботі, виконано порівняльний аналіз моделей, які можуть бути використанні для їх розв'язання.

2. Сформовано математичну модель для моделювання процесів переносу заряду на основі багаточасткового методу Монте-Карло. Такий вибір обумовлений рядом вимог до аналізу нестационарних процесів: можливість аналізу суттєво неоднорідних властивостей середовища, в тому числі матеріалів, що являють собою варізонні напівпровідники, урахування електронного та діркового транспорту, урахування процесів ударної іонізації, складної геометрії приладу.

3. Верифікація математичної моделі, на прикладі розрахунку кінетичних характеристик ряду напівпровідникових сполук, що розглянуті в роботі, показала відповідність отриманих результатів з експериментально отриманими та результатами розрахунків, що проводилися іншими авторами.

Результати цього розділу відображені в роботах автора [22,29]

## РОДІЛ 3

### ПЛАНАРНІ СТРУКТУРИ З АКТИВНИМИ БІЧНИМИ ГРАНИЦЯМИ НА ОСНОВІ ГОМОГЕННИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

В якості приладів для генерації коливань в субтерагерцовому та терагерцовому діапазонах пропонується використати планарні діодні структури, що містять додаткові активні елементи, які розташовані над каналом пристрою, та електрично з'єднані з одним з контактів планарної частини. У таких структурах дрейф електронів та об'ємні ефекти в каналі поєднуються з переносом електронів в бічний активний елемент (активна бічна границя, АБГ), який може суттєво вплинути на характеристики планарного діоду. Результатом такого впливу є формування динамічної негативної диференціальної провідності та умов для виникнення генерації електромагнітних коливань в області частот, недосяжних для приладів, що мають традиційну конструкцію. Враховуючи той факт, що в субмікронних структурах рух електронів близький до балістичного, внесення додаткових елементів на поверхню або зміна форми електродів може істотно змінити частотні та енергетичні характеристики приладів.

В розділі розглядаються гомогенні та гетерогенні структури з активними бічними гомогенними границями на основі сполук  $A_3B_5$  в якості активних елементів для генерації на частотах терагерцового діапазону.

#### 3.1. Діоди з активною $n^+ - n - n^+$ -границею на основі GaAs

Розглянуто планарні GaAs діоди загальною довжиною 1,28 мкм (рис. 3.1). Активна область діодів товщиною 0,32 мкм мала структуру  $n^+ - n - n^+$  і розташовувалася на високоомній підкладці. Оскільки товщина активної області досить мала і співрозмірна за величиною з довжиною вільного пробігу в GaAs, роль підкладки в такій структурі досить істотна. Саме через це розглянуто випадок, коли підкладка була напівізолятором з високою

концентрацією домішок та, відповідно, з малою величиною рухливості носіїв заряду в ній.

Активний бічний елемент має довжину, яка варіюється від 0,32 мкм до 0,64 мкм, і з'єднаний з анодом металевим провідником. Передбачається, що всі контакти метал-напівпровідник є омичними. Високолеговані ділянки контакту ( $n^+$ ) мають розмір  $0,16 \times 0,16$  мкм і концентрацію донорів  $5 \cdot 10^{23} \text{м}^{-3}$ . Таким чином, активна область діода має довжину 0,98 мкм. Концентрація в активному  $n$ - шарі становила  $6 \cdot 10^{22} \text{м}^{-3}$ . Також розглянуто структури, які не містять бічних активних елементів, тобто вони є звичайними планарними діодами. Це дозволяє провести порівняння пристроїв обох типів та визначити вплив бічного активного елемента на роботу розглянутих діодів.

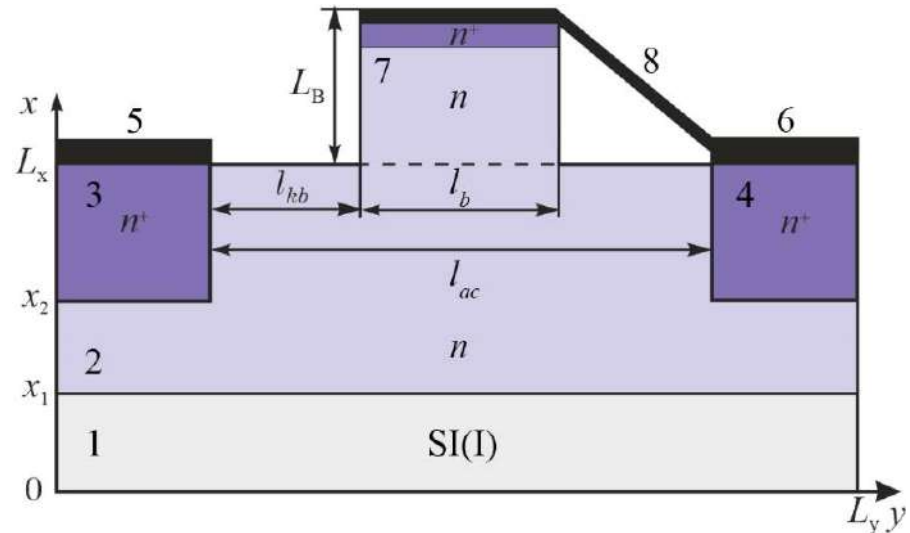


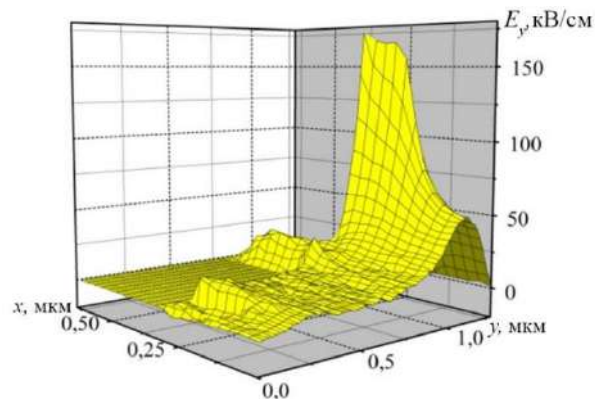
Рис. 3.1. Розріз структури діода: підкладка (1), активна область (2), високолеговані контактні області ( $n^+$ ), катод (3) і анод (4), металеві контакти (5,6), бічний граничний елемент (7), металева перемичка (8)

Була використана модель 2D діода. Основні елементи та розрахункові особливості моделювання відповідають тим, що використовувалися в попередньому розділі. Електронний транспорт розглядається шляхом моделювання методом Монте-Карло. Зона провідності описується за допомогою трьохдолинної моделі, в якій розглядаються  $\Gamma$ -,  $L$ - і  $X$ -долини. Закон дисперсії електронів враховував непараболічність. Усі параметри

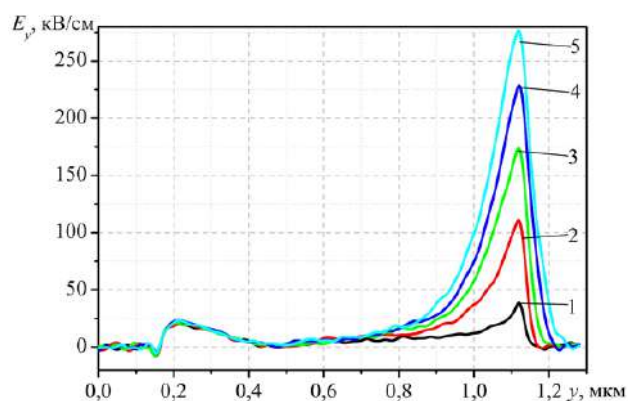
розсіяння та параметри матеріалу, які використовувалися для моделювання, було обрано відповідно до [159].

### 3.1.1. Характеристики діодів на постійному струмі

Відомо, що діод із  $n^+n-n^+$ -структурою має обмежені частотні можливості. Це пов'язано з утворенням області з негативною напруженістю поля поблизу  $n^+n$ -переходу та утворенням віртуального катода. Однак це справедливо лише для вертикальних діодів, у яких розподіл домішок є рівномірним уздовж межі  $n^+n$ -переходу. Розподіл напруженості електричного поля в діодах показані на рис. 3.2



а)



б)

Рис. 3.2. Розподіл  $y$ -складової ( $E_y$ ) електричного поля: а) – в зоні діода при напрузі зміщення 3,0 В; б) - на ділянці  $x = 0,27$  мкм при різних значеннях напруги зміщення: 1 – 1 В; 2 – 2 В; 3 – 3 В; 4 – 4 В; 5 – 5 В

У дослідженій структурі через неоднорідність концентрації, навіть при низькій напрузі, віртуальний катод в основному спостерігається лише в частині  $n^+$ - $n$ -переходу, близькій до верхньої поверхні (рис. 3.2, а).

Але в області, яка ближче до підкладки,  $y$ -складова поля позитивна і впливає на набір енергії електронами. Особливістю розподілу поля в структурах є велика напруженість електричного поля на аноді (рис. 3.2, б). Рис. 3.2 показує розподіл  $y$ -складової ( $E_y$ ) електричного поля для діода з розміром бічного активного елемента  $l_b = 0,16$  мкм, що знаходиться на відстані  $l_{kb} = 0,16$  мкм від катода.

Збільшення постійної напруги на діоді призводить до насичення струму, як показано на рис. 3.3.

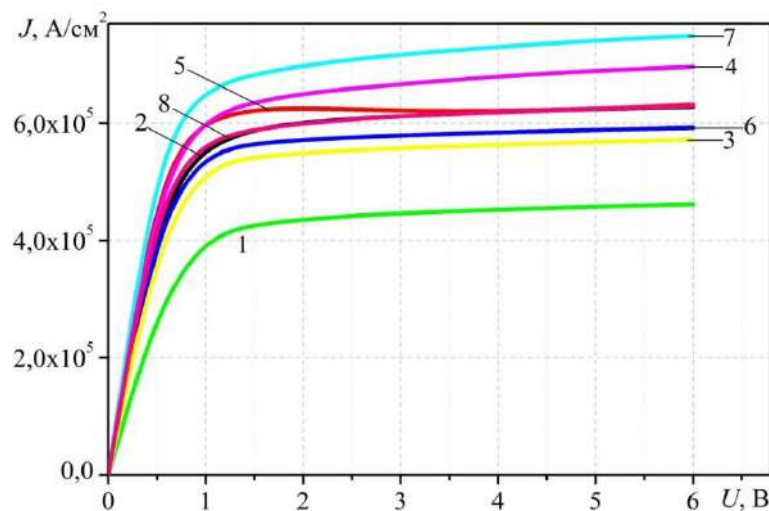


Рис 3.3. Залежності густини струму від прикладеної напруги. 1 – планарний GaAs діод, 2-8 – діоди з бічним елементом: 2,3,5,6 –  $l_b = 0,16$  мкм; 4,7,8 –  $l_b = 0,32$  мкм; 2,4-7 –  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 3,6,8 –  $l_{kb} = 0,32$  мкм

У всіх розглянутих випадках на залежностях густини струму від величини постійної напруги на діоді, або не виявлено ділянок статичної негативної диференціальної провідності, або її значення дуже низьке. Це однаково справедливо як для звичайних планарних діодів, так і для діодів, що містять бічні активні елементи.

За оцінками, величина електричного поля в анодній області в режимі генерації може перевищувати (150-250) кВ/см. Ці значення достатньо великі, щоб викликати ударну іонізацію носіїв в аноді. Для усунення цього ефекту необхідно обмежити напругу, що подається на діод в активному режимі, що і було зроблено при оцінці частотних властивостей діодів.

### 3.1.2. Генерація надвисокочастотних коливань

Передбачається, що діод знаходиться в резонаторі. Вплив резонатора враховувався відповідно залежності напруги від часу, що прикладалася до діоду:

$$U(t) = U_0 + U_1 \sin 2\pi ft, \quad (3.1)$$

де  $f$  – резонансна частота,  $U_0$  та  $U_1$  – напруга зміщення та амплітуда першої гармоніки змінної напруги, відповідно. Використано умову обмеження напруги у вигляді  $U_0 + U_1 < 2,5$  В, що дозволило уникнути розгляду ефекту ударної іонізації. Ефективність генерації визначали відношенням потужності змінного струму на частоті резонатора до потужності постійного струму. Для оцінки максимального значення ефективності була проведена оптимізація напруги, що діє на діоді, за параметрами  $U_0$  і  $U_1$ . (рис. 3.4)

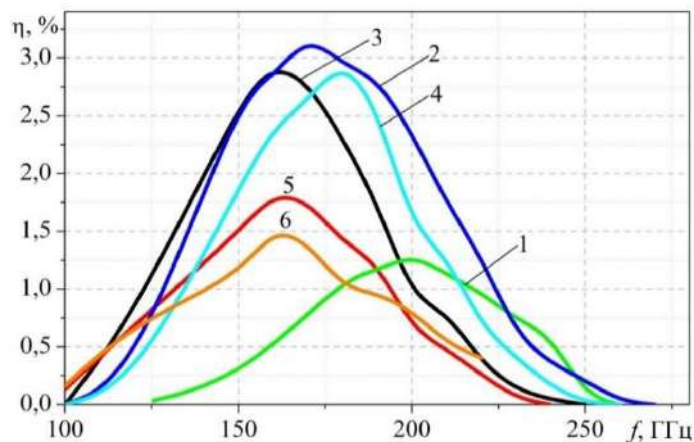


Рис. 3.4. Оптимізована ефективність генерації: 1 – планарний GaAs діод; 2-5 – діоди з бічним активним елементом: 2,4 –  $l_b = 0,16$  мкм; 3,5,6 –  $l_b = 0,32$  мкм; 2,3 –  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 4,5 –  $l_{kb} = 0,32$  мкм; 6 . –  $l_{kb} = 0,48$  мкм

Наведені на рис. 3.4 залежності відповідають різним розмірам бічних активних елементів та різним їх положенням на верхній поверхні діода відносно катодного контакту. Довжина напівпровідникового елемента в АБГ становить 0,32 мкм.

Як видно з наведених залежностей, самі по собі розглянуті планарні діоди мають достатньо високі частоти генерації. Проте слід вказати, що вони відповідають другій гармоніці від величини пролітної частоти, якщо оцінювати її з точки зору середнього часу прольоту електрона через активну область. Максимальна генерація досягається на частоті близькій 200 ГГц з ефективністю генерації більше 1,2%. Така ситуація пов'язана з прийнятими обмеженнями по величині напруги, що прикладається до діода, через що умови для виникнення генерації на основній частоті, не є оптимальними.

Для діодів, що мають бічний активний елемент спостерігається розширення частотного діапазону генерації, як в області високих, так і в область низьких частот, а також значне підвищення величини ефективності. Максимальний ККД генерації становить близько 3,0%. Він відповідає структурам, в яких додаткові елементи мали довжину 0,64 мкм та були розташовані на відстані  $l_{kb}=0,16$  мкм від катода. При цьому збільшення параметрів додаткових елементів, зокрема розмірів  $l_b$  або  $l_{kb}$ , призводить до зниження як ефективності, так і максимальної частоти коливачь. Частота, що відповідає максимальному ККД, зміщується в низькочастотну область. Варто зазначити, що у всіх випадках діапазон робочих частот є більш широким у порівнянні зі звичайними планарними діодами.

На рис. 3.5 показано розподіл двох перпендикулярних компонент напруженості електричного поля в різні моменти часу протягом періоду коливачь:  $E_y$  вздовж осі  $y$  і  $E_x$  вздовж осі  $x$ .

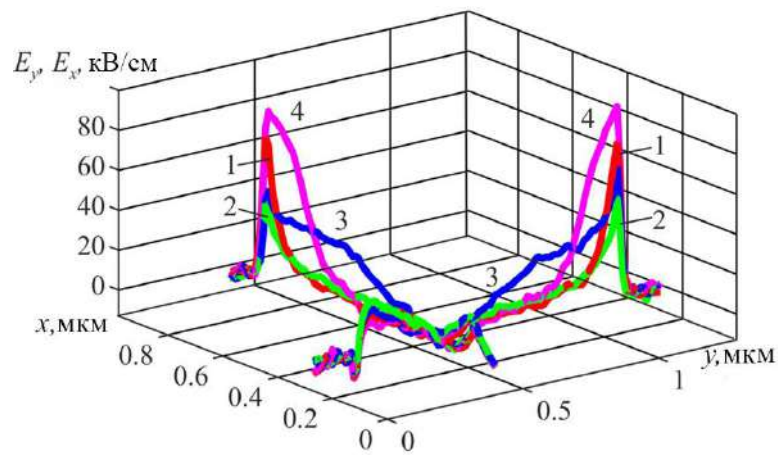
Як видно з наведених розподілів, хвилі просторового заряду виникають як в основній частині діода, так і в області бічного активного елемента. До того ж їх формування відбувається в подібний спосіб в обох областях. Збільшення ширини активного бічного елемента з 0,16 мкм до 0,32 мкм призводить до



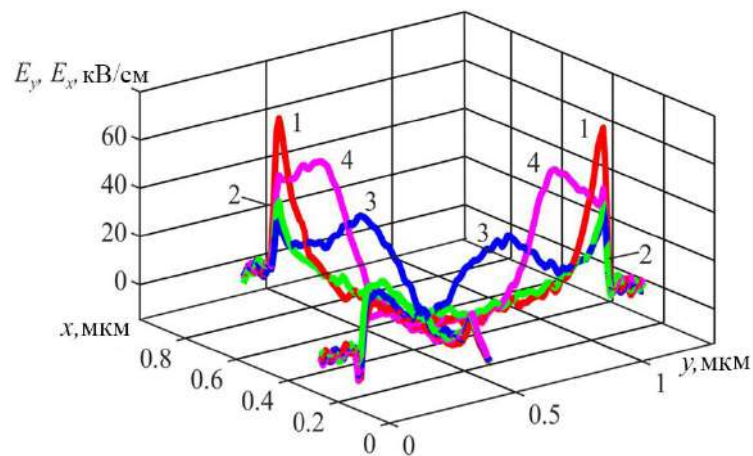
зміни типу нестійкості струму. Режим зарядженого шару перетворюється на режим близький до режиму з рухомими доменами. Це явище пояснює зміщення максимуму генерації в бік низьких частот, оскільки формування домену є більш тривалим процесом.

Важливим питанням є залежність частоти коливань від довжини бічного активного елемента. Ефективність генерації для діода з товщиною бічного активного елемента 0,32 мкм показана на рис. 3.6.

Видно, що збільшення частоти генерації в області високих частот може бути значним.



а)



б)

Рис. 3.5. Розподіл  $x$ -компоненти на ділянці  $x = 0,56$  мкм та  $y$ -компоненти на ділянці  $y = 0,27$  мкм у різний час протягом періоду  $T$  коливань для двох типів бічних активних елементів: а)  $l_b = 0,32$  мкм; б)  $l_b = 0,32$  мкм: 1 –  $t = 0$ ; 2 –  $t = T/4$ ; 3 –  $t = T/2$ ; 4 –  $t = 3T/4$

Величина ефективності все ще невелика, а максимум генерації такий же, як і у планарного діодів. Таким чином, планарні діоди, що мають додаткові бічні активні елементи мають широку смугу робочих частот. При цьому оптимальне положення бічних граничних елементів знаходиться поблизу анодного контакту. Найвища ефективність генерації відповідає максимальному рівню легування активної області. Величина концентрації донорів  $6 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  є оптимальною, як показано нижче, як з точки зору контролю ударної іонізації, так і для отримання високої дрейфової швидкості.

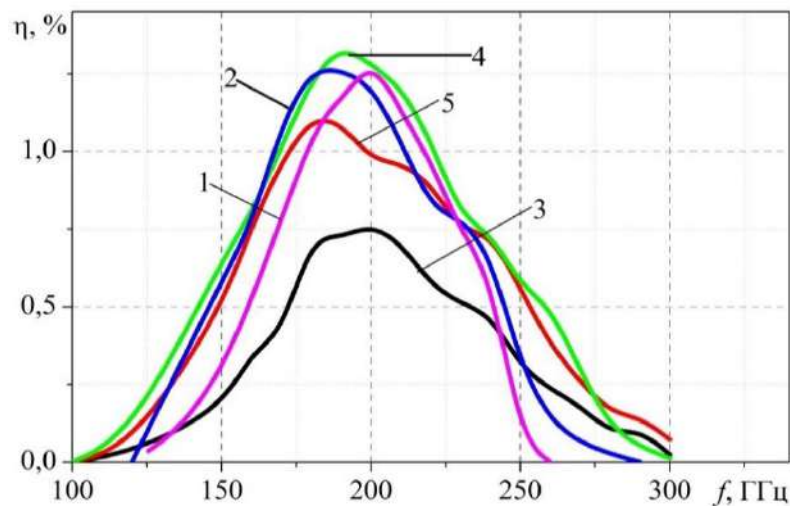


Рис. 3.6. Оптимізована ефективність генерації: 1 – планарний GaAs діод; 2-5 – діоди з бічним активним елементом: 2 –  $l_b = 0,16$  мкм; 3,4,5 –  $l_b = 0,32$  мкм; 2,3 –  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 4 –  $l_{kb} = 0,32$  мкм, 5 –  $l_{kb} = 0,48$  мкм

Напрямок зміни енергетичних і частотних властивостей є використанням в якості активної бічної границі матеріалів, що мають властивості відмінні від основної частини діода.

З точки зору частоти, враховуючи результати отримані в [26] з використанням в якості матеріалу арсеніду галію, розглянуто активну бічну границю у вигляді гомогенного за складом матеріалу  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ . Враховуючи велику різницю у кристалічних решітках InAs та GaAs розглянуто випадки з малою часткою індія  $z < 0,15$ . Ширина бічного активного елемента була

вибрана 0,32 мкм. Аналіз залежностей густини струму від прикладеної напруги для таких структур та розподілів напруженості електричного поля уздовж каналу показує, що вони мало відрізняються від аналогічних залежностей в діодах з АБГ на основі GaAs, проте мають відмінності у частотних властивостях та величині ефективності. Ефективність генерації діодів з активними елементами на основі сполуки  $\text{In}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{As}$  для різних розмірів АБГ та її положення відносно катоду показана на рис. 3.7.

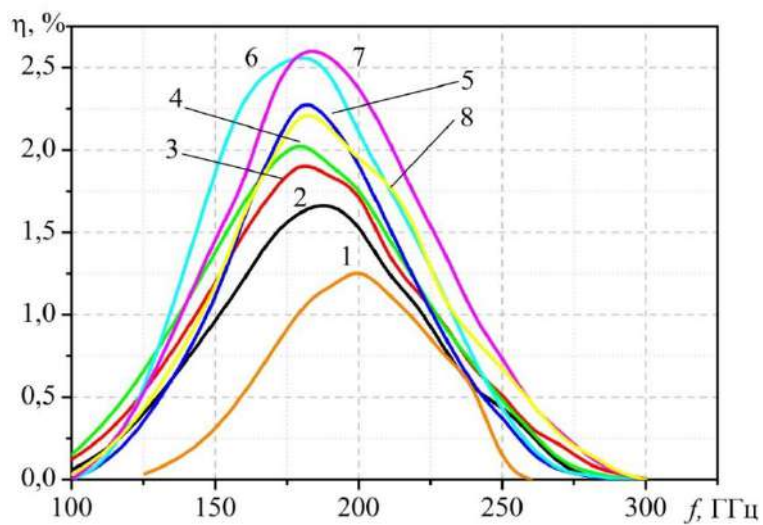


Рис. 3.7. Оптимізована ефективність генерації: 1 – планарний GaAs діод; 2-4 – діоди з бічним активним елементом з вбудованою гетерограницею  $\text{In}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{As}$  з  $l_b = 0,32$  мкм: 2 –  $l_{kb} = 0,16$  мкм, 3 –  $l_{kb} = 0,32$  мкм, 4 –  $l_{kb} = 0,48$  мкм; 5-8 – діоди з бічним активним елементом з вбудованою гетерограницею  $\text{In}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{As}$  з  $l_b = 0,16$  мкм: 5 –  $l_{kb} = 0,16$  мкм, 6 –  $l_{kb} = 0,32$  мкм, 7 –  $l_{kb} = 0,48$  мкм, 8 –  $l_{kb} = 0,64$  мкм

Всі розглянуті структури з активними бічними елементами на основі  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  за величиною ефективності генерації переважають планарний діод на основі GaAs майже вдвічі та структури з АБГ на основі GaAs на більшості частот майже в 4 рази. Проте, вони мають дещо гірші частотні властивості, зокрема їх гранична частота роботи менша за 280 ГГц, максимальна частота зміщена в бік низьких частот (180 ГГц проти майже 200 ГГц). Збільшення

частки індію збільшує ці відмінності. На рис. 3.8 представлені залежності ККД від частоти для структури з АБГ на основі сполуки  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ .

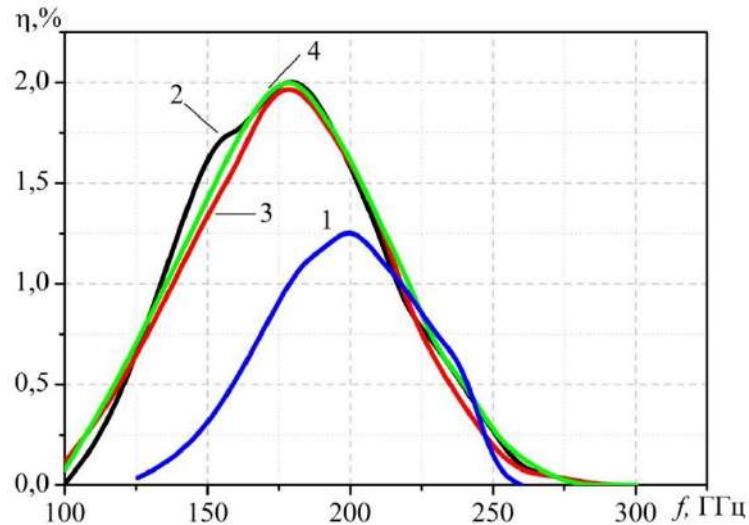


Рис. 3.8. Оптимізована ефективність генерації: 1 – планарний GaAs діод; 2-4 – діоди з бічним активним елементом з вбудованою гетерограницею  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$  з  $l_b = 0,32$  мкм: 2 –  $l_{kb} = 0,16$  мкм, 3 –  $l_{kb} = 0,32$  мкм, 4 –  $l_{kb} = 0,48$  мкм

Бачимо що незначне подальше збільшення частки індію призводить до зменшення ефективності як в цілому у всьому діапазоні частот, так і зокрема обмежує діапазон роботи діода з боку високих частот.

Слід зазначати, що остаточний висновок щодо ефективності генерації можна отримати лише врахувавши високоенергетичні процеси, зокрема ударну іонізацію. Розрахунки показують, що ефективність генерації без обмеження за величиною напруги, що подається на діод, та без врахування ударної іонізації може складати понад 10% на частотах менших 100 ГГц, тобто значно вище, а максимальні частоти генерації можуть бути понад 300 ГГц, у більшості розглянутих випадків.

### 3.2. Діоди з активною $n^+$ - границею на основі InP

Відомо, що InP є чудовим матеріалом для високочастотних і потужних електронних пристроїв. Тому, метою цього дослідження є встановлення та

пошук можливостей покращення високочастотних властивостей планарної структури на основі InP-підкладки з використанням активної бічної границі. InP має кілька переваг перед GaAs. В ньому більша швидкість електронів порівняно з GaAs та суттєво більша напруга пробою за тих самих робочих умов. Він утворює сполуки напівпровідник-напівпровідник узгоджені за постійною кристалічної решітки з декількома напівпровідниковими сполуками, які є перспективними для високочастотного застосування, зокрема з InGaAs [90,159].

Розглянуто планарні  $n^+ - n - n^+$  структури на основі InP, подібні до розглянутих у попередньому розділі з двома типами діодних бічних елементів на основі гомогенних матеріалів. Перший на основі InP, другий на основі  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , який утворює гетероперехід на межі між АБГ і каналом.

Основний інтерес полягає в тому, щоб отримати активні елементи з вищою граничною робочою частотою у порівнянні з планарним діодом на основі InP при тих же розмірах приладу. Для цього характеристики структур з АБГ порівнювалися з характеристиками планарних InP діодів.

### 3.2.1. Особливості процесів переносу заряду в діоді з InP-каналом

Як і у розділі 3.1, у діоді, що розглядається, АБГ являє собою звичайну діодну структуру  $n$ -типу з однорідним розподілом складу. Використовується 2-D модель діода, що відповідає рис. 3.1. Моделювання транспорту електронів проводиться з використанням методу Монте-Карло. Зона провідності описується трьохдолинною аналітичною моделлю з урахуванням непараболічних  $\Gamma$ -,  $L$ - та  $X$ -долин. Для проведення моделювання параметри розсіювання та параметри матеріалу були обрані відповідно до [159].

Залежності густини струму від напруги зміщення отримані при різних відстанях АБГ від катодного контакту наведені на рис. 3.9 для структури з активною бічною границею на основі InP. Усі характеристики отримано при  $L_B = 0,32$  мкм і  $l_b = 0,16$  мкм.

Результати попереднього розділу показали, що області негативного диференційного опору на залежностях густини струму від напруги не спостерігаються як у структурах з активною бічною границею, так і в звичайному довжиною 1 мкм планарному діоді, для обраної в дослідженнях конфігурації діода. Однак, у розглянутій структурі, враховуючи її розміри і малу товщину каналу (320 нм), в обох випадках реалізується режим, який у порівнянні з класичним ефектом міждолинного переносу електронів можна охарактеризувати як режим із захопленням анодним доменом, що ілюструють залежності напруженості повздовжнього електричного поля в діодів (рис. 3.10).

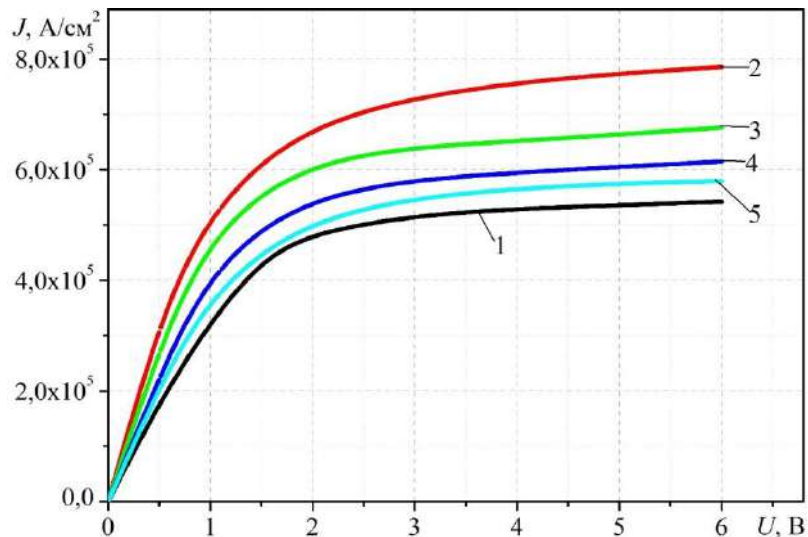


Рис. 3.9. Залежність густини струму  $J$  від напруги зміщення  $U$ . 1 – планарний InP діод, 2-5 – діоди з АБГ на основі InP з  $l_b = 0,16$  мкм і  $L_B = 0,32$  мкм: 2 –  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 3 –  $l_{kb} = 0,32$  мкм; 4 –  $l_{kb} = 0,48$  мкм; 5 –  $l_{kb} = 0,64$  мкм

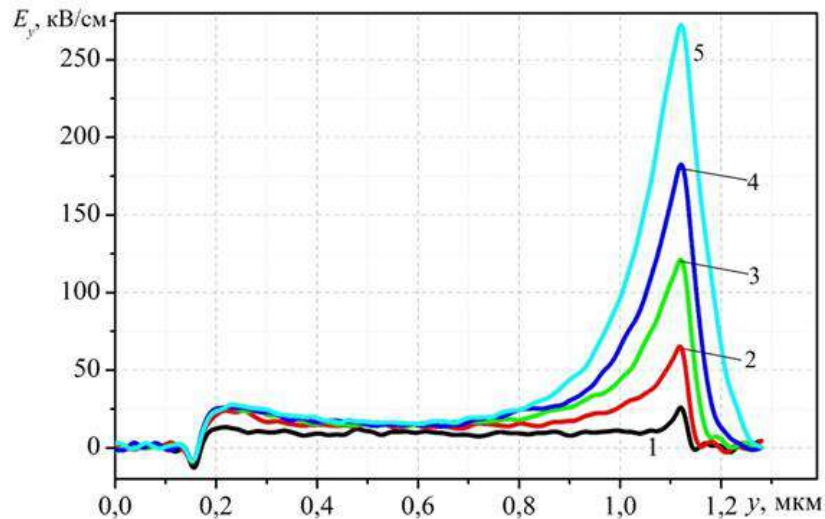


Рис. 3.10. Розподіл у-складової ( $E_y$ ) електричного поля в зоні діода на ділянці  $x = 0,27$  мкм при різних значеннях напруги зміщення: 1 – 1 В, 2 – 2 В, 3 – 3 В, 4 – 4 В, 5 – 6 В

Такі структури мають динамічну негативну провідність, але без вираженого формування класичних режимів (домен, заряджений шар), що і спостерігається в діоді. Аналогічну ситуацію маємо у випадку використання активної бічної границі на основі  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ . Залежність густини струму від напруги для узгодженої за кристалічною решіткою структури з АБГ на основі  $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$ , показано на рис. 3.11.

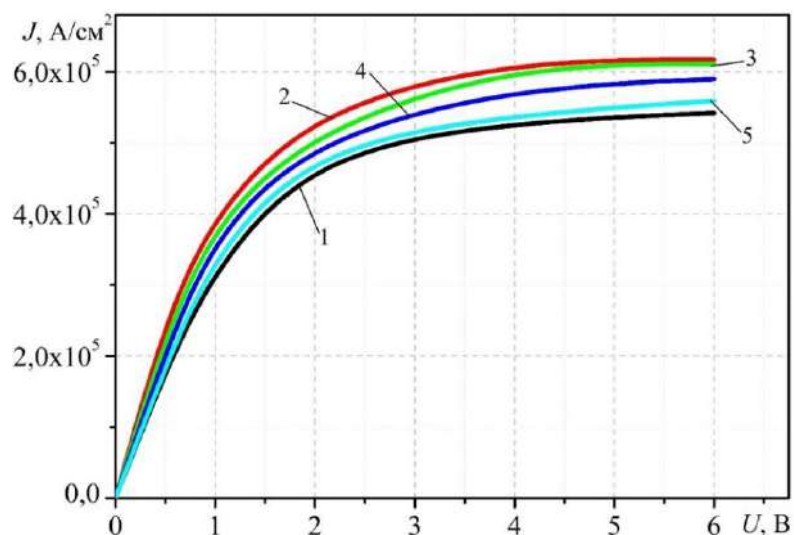


Рис. 3.11. Залежність густини струму  $J$  від напруги зміщення  $U$ . 1 – планарний  $\text{InP}$  діод, 2-5 – діоди з АБГ на основі  $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$  з  $l_b = 0,16$  мкм і  $L_B = 0,64$  мкм: 2 –  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 3 –  $l_{kb} = 0,32$  мкм; 4 –  $l_{kb} = 0,48$  мкм; 5 –  $l_{kb} = 0,64$  мкм

Відомо, що верхня межа частоти генератора, що працює на ефекті міждолинного переносу електронів визначається часом релаксації енергії. Активна бічна границя в розглянутому випадку, як показують отримані результати, здатна компенсувати негативну дію сильних електричних полів в області біля анода. Цей процес пояснюється на рис 3.12-3.14, де показано розподіл кінетичної енергії електронів у звичайному планарному InP діоді та діодній структурі з активною бічною границею на основі InP з  $l_b = 0,16$  мкм. Розподіли наведено для електронів, що знаходяться в усіх трьох долинах, які розглядаються у межах задачі моделювання, та наведено для різних моментів часу в межах одного періоду коливань. Концентрація донорів в обох структурах вибирається однакова, як і розміри базових областей.

Слід зазначити, що на рис. 3.12 показаний розподіли електронної концентрації в  $\Gamma$ -долині для положення активної бічної границі  $l_{kb} = 0,64$  мкм від катоду, що, як буде показано далі, є оптимальним положенням границі з точки зору отримання високих частот генерації.

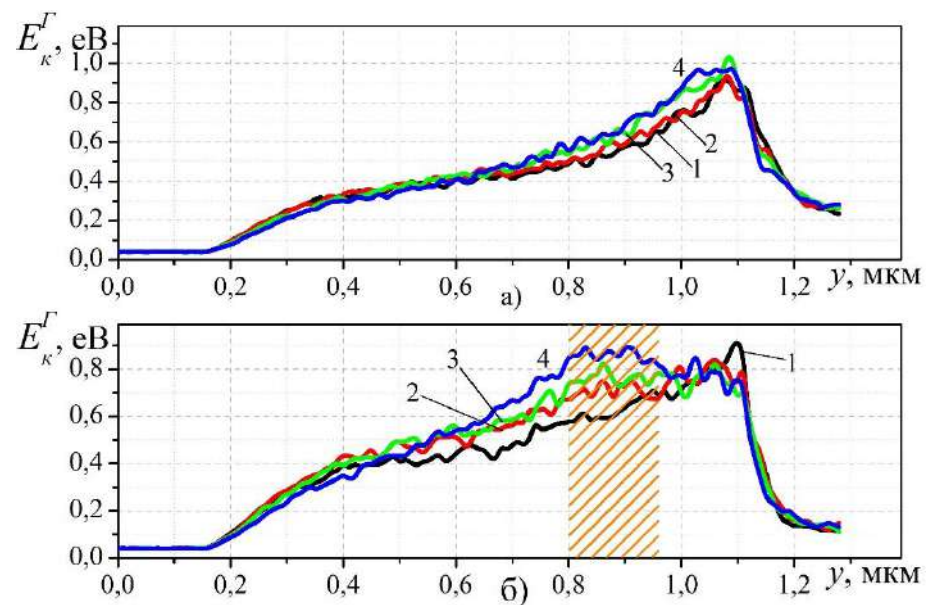


Рис. 3.12. Розподіл кінетичної енергії в  $\Gamma$ -долині: а) – InP діод; б) – структура з АБГ на основі InP (положення АБГ на каналі позначено штрихуванням): 1 -  $t=0$ ; 2 -  $t=T/4$ ; 3 -  $t=T/2$ ; 4 -  $t=3T/4$ ;  $U_0=3,5$  В,  $U_1 = 0,2$  В



Наведені розподіли отримані при однаковій напрузі зміщення та амплітуді змінної складової напруги та відповідають частоті коливань 300 ГГц. За наявності бічної границі можна відзначити зміщення максимуму кінетичної енергії у  $L$ -долині в бік катоду, зокрема в область локалізації АБГ та збільшення величини кінетичної енергії практично у всій області діода.

Проте, ще більший вплив активна бічна границя має на кінетичну енергію в бічних долинах зони провідності (рис. 3.13, 3.14).

Як видно з рисунків 3.13-3.15, кінетична енергія електронів в бічних долинах, а саме в області анода в діоді InP, змінюється слабо. Пікове значення кінетичної енергії, наприклад, у  $X$ -долині відповідає максимальному електричному полю в каналі і перевищує 0,3 еВ.

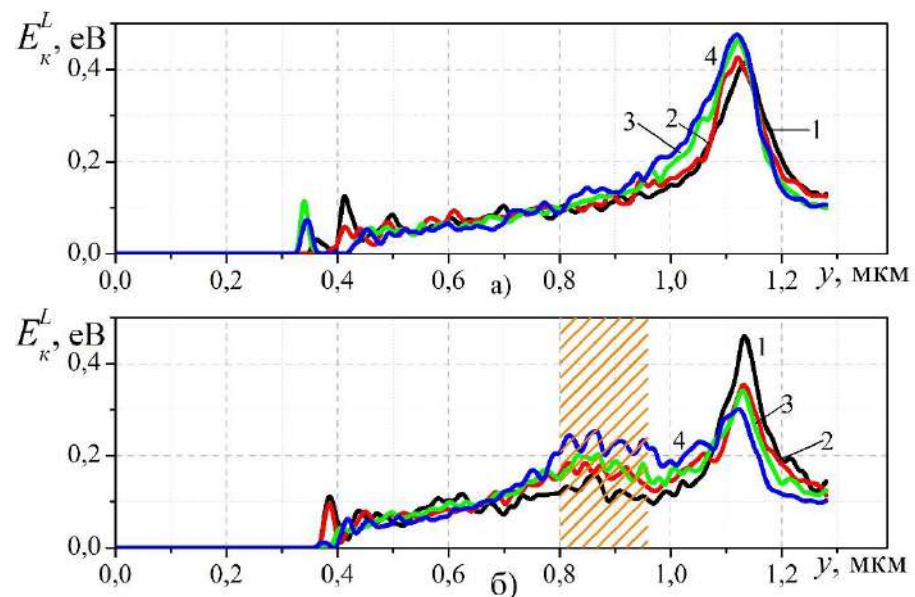


Рис. 3.13. Розподіл кінетичної енергії в  $L$ -долині при частоті коливань 300 ГГц: а) – InP діод; б) – діодна структура з АБГ на основі InP (положення АБГ на каналі позначено штрихуванням): 1 -  $t=0$ ; 2 -  $t=T/4$ ; 3 -  $t=T/2$ ; 4 -  $t=3T/4$ ;  $U_0=3,5$  В,  $U_1=0,2$  В

У структурі діода з активною бічною границею спостерігається залежність енергії від напруги, і якщо в  $L$ -долині частина електронів ще знаходиться в області аноду, то величина піку енергії у  $X$ -долині залежить від напруги, що діє на діоді, та змінюється від 0,3 еВ, що відповідає  $t=0$  до

величини вдвічі меншої при  $t=3T/4$ . Отже, можна говорити про вплив бічної границі як фактора релаксації енергії.

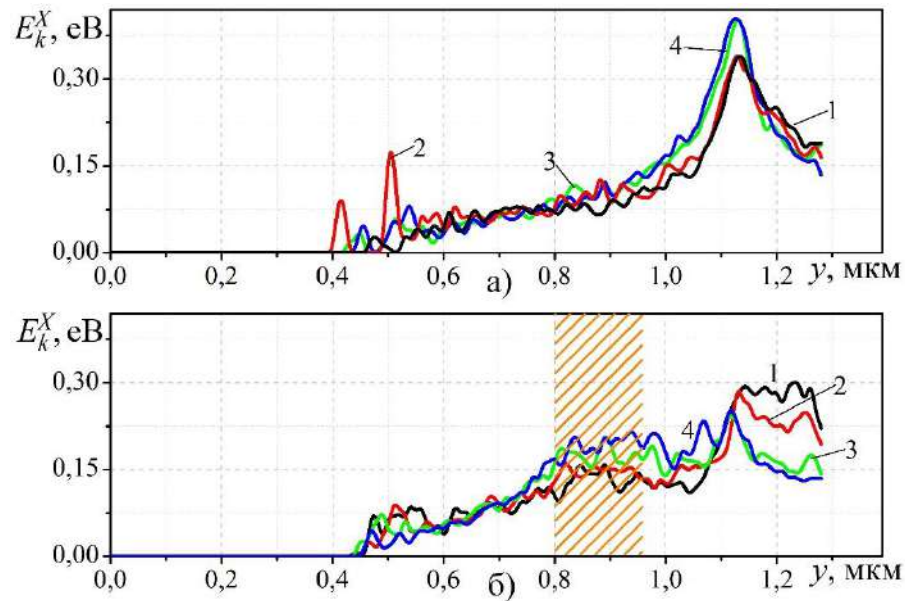
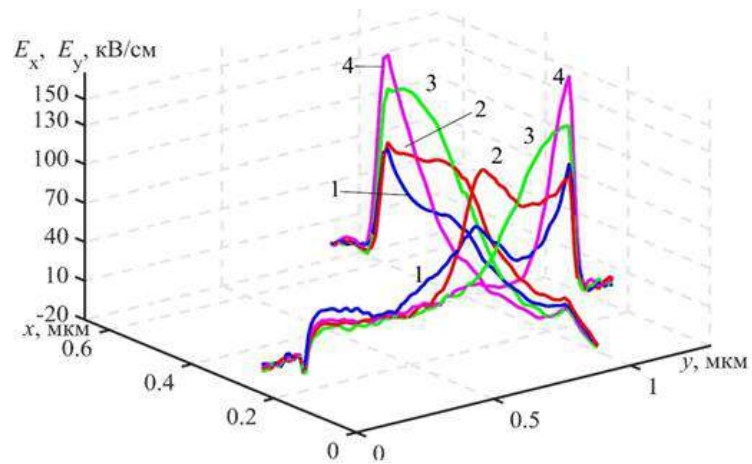


Рис 3.14. Розподіл кінетичної енергії в X-долині при частоті коливань 300 ГГц: а) - InP діод; б) – діодна структура з АБГ на основі InP (положення АБГ на каналі позначено штрихуванням): 1 -  $t=0$ ; 2 -  $t=T/4$ ; 3 -  $t=T/2$ ; 4 -  $t=3T/4$ ;  $U_0=3,5$  В,  $U_1=0,2$  В

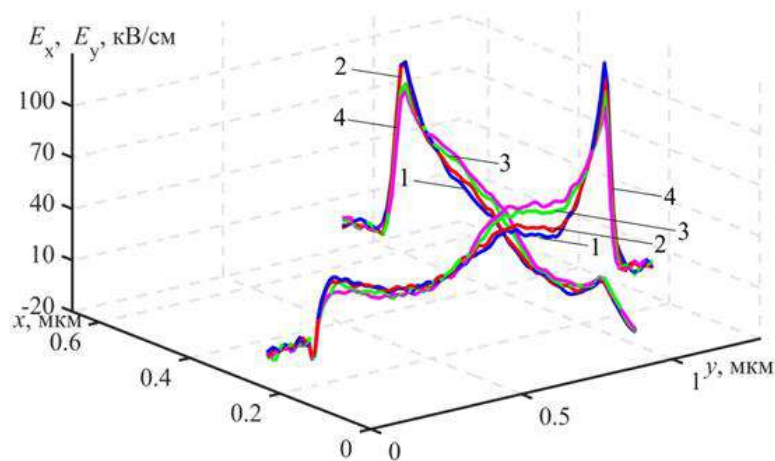
### 3.2.2. Генерація коливань

У розділі 3.1 було показано, що нестійкості струму виникають як в основній частині діода так і в області активної бічної границі. Процеси формування коливань в діодах з InP каналом дещо відрізняються від процесів в діодах з каналом на основі GaAs. Одною з причин є відмінності в механізмах розсіяння носіїв заряду, які визначають довжину пробігу носіїв, зокрема довжину, яку проходять носії заряду до моменту набору енергії, що необхідна їм для переходу в бічну долину зони провідності і початку формування нестійкості струму. Відповідно ця величина для InP виявляється удвічі більшою ніж в GaAs. Це означає, що вплив активної бічної границі в діодах на основі InP буде очікуватися у випадку, коли її положення знаходиться ближче до аноду. На рис. 3.15 показано розподіли напруженості електричного поля

для різних моментів часу протягом періоду коливань в InP- діодах з АБГ на основі InP.



а)



б)

Рис. 3.15. Розподіл  $E_y$ -компоненти ( $x = 0,27$  мкм) та  $E_x$ -компоненти (ділянці  $y = 0,88$  мкм) у моменти часу протягом періоду  $T$  коливань для активної  $n^+$ - границі з  $l_b = 0,16$  мкм та  $l_{kb} = 0,64$  мкм при а)  $f = 250$  ГГц ( $U_0 = 4$ В,  $U_1 = 0,7$ В); б)  $f = 300$  ГГц ( $U_0 = 3,5$ В,  $U_1 = 0,2$ В): 1 –  $t = 0$ ; 2 –  $t = T/4$ ; 3 –  $t = T/2$ ; 4 –  $t = 3T/4$

Розподіли отримані для двох частот, що відповідають максимуму генерації, (200 ГГц, рис. 3.15, а) та на частоті 300 ГГц (рис. 3.15, б).

В обох випадках розглядалася границя на основі InP. Як видно з наведених розподілів, хвилі просторового заряду виникають, як в основній частині діода, так і в області бічного активного елемента, як наведено на

рис. 3.15(а) проте в області високих частот, а саме при  $f = 300$  ГГц, у АБГ, рис. 3.15(б), немає суттєвих змін електричного поля протягом періоду коливання, це корелює з твердженням яке наведено вище.

Оцінено ефективність структур з різними розмірами АБГ та їх розташуванням відносно катоду. Концентрація донорів становить  $6 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . На рис. 3.16 для структури з АБГ на основі InP показана оптимальна ефективність, максимізована за значеннями напруги зміщення та амплітуди змінної напруги як функції частоти резонатора.

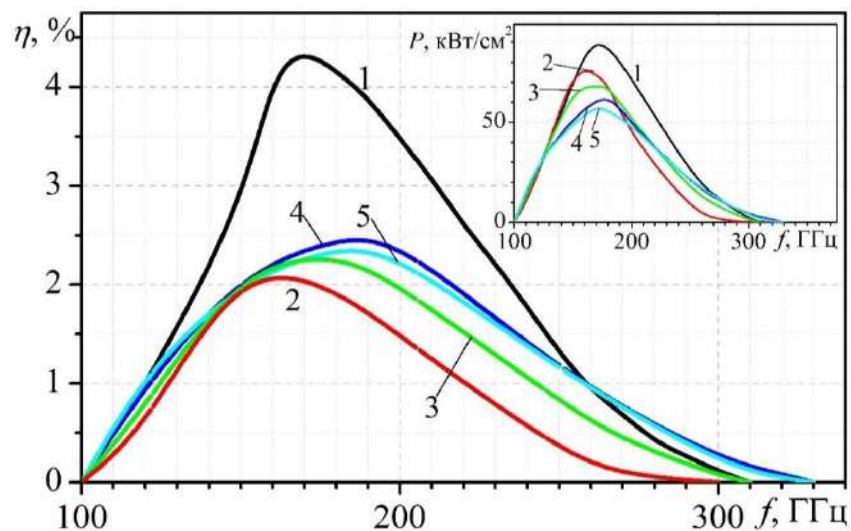


Рис. 3.16. Залежність ефективності генерації від частоти: 1 – планарний діод InP, 2-5 – діоди з АБГ на основі InP з  $l_b = 0,16$  мкм і  $L_B = 0,32$  мкм: 2 –  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 3 –  $l_{kb} = 0,32$  мкм; 4 –  $l_{kb} = 0,48$  мкм; 5 –  $l_{kb} = 0,64$  мкм

Концентрація донорів в обох легованих областях вибиралася однаковою. Тут також представлені залежності оптимального ККД від частоти для звичайного планарного InP діода, отримані за тих же умов.

Як видно з рис. 3.16, АБГ досить суттєво впливає на ефективність. Пікова ефективність досягається на частоті 170 ГГц у випадку InP діода і лежить в діапазоні від 160 до 190 ГГц для структури з АБГ, і вдвічі менше ніж у InP діода. Оптимальне зміщення складає  $5U_n$  для діода, і  $(4...5)U_n$  для діода з АБГ. Максимальна ефективність генерації 2,5% досягається на відстані АБГ

$l_{kb} = 0,48$  мкм від катода ( $L_B = 0,32$  мкм). Незважаючи на менший ККД діодів з АБГ, їх вихідна потужність за величиною порівнянна з потужністю планарного діода на основі InP.

Підвищення частоти зрізу порівняно з InP спостерігається у випадках, коли АБГ знаходиться ближче до контакту анода ( $l_{kb} = 0,48$  мкм і  $l_{kb} = 0,64$  мкм). Це призводить до збільшення ефективності в діапазоні частот понад 280 ГГц і розширення частоти до 350 ГГц.

На рис. 3.17 показана залежність оптимальної ефективності від частоти резонатора для структури з АБГ на основі сполуки  $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$ .

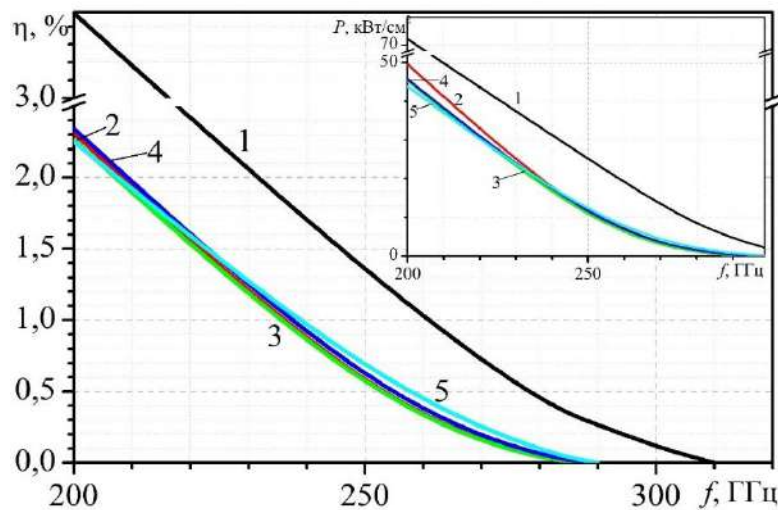


Рис. 3.17. Ефективність генерації від частоти: 1 – планарний InP діод, 2-5 – діоди з АБГ на основі  $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$  з  $l_b = 0,16$  мкм та  $L_B = 0,64$  мкм: 2 –  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 3 –  $l_{kb} = 0,32$  мкм; 4 –  $l_{kb} = 0,48$  мкм; 5 –  $l_{kb} = 0,64$  мкм

Як видно рисунку, ККД структур все ж менше, ніж у діода InP. Таку різницю можна пояснити тим, що порогові напруги виникнення ефекту міждолинного переносу для InP-каналу та АБГ на основі InGaAs істотно відрізнялися.

Через наявність гетеропереходу та відповідного положення АБГ відносно катодного контакту, електрони в АБГ можуть мати достатню енергію для прямого переходу в бічні долини зони провідності рис. 3.18.

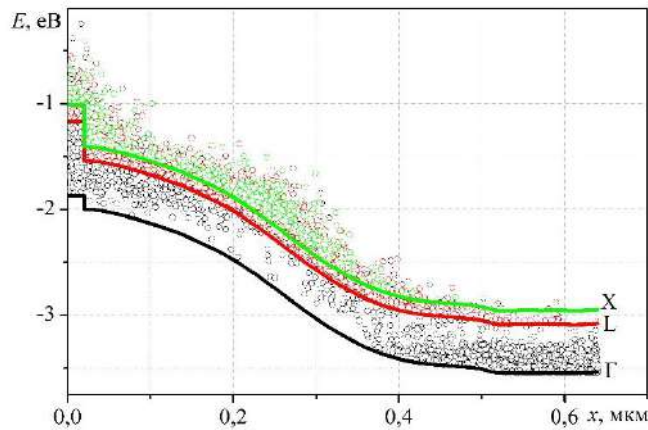


Рис. 3.18. Енергетична діаграма АБГ в на початок періоду коливань для активної  $n^+$ - границі з  $l_b = 0,16$  мкм та  $l_{kb} = 0,64$  мкм ( $U_0 = 3,5$ В,  $U_1 = 0,4$ В)

Внаслідок цього виникають умови для формування стабільної області високого поля поблизу межі, що розділяє канал діода з АБГ. Фактично мова йде про виникнення статичного катодного домену (рис. 3.19)

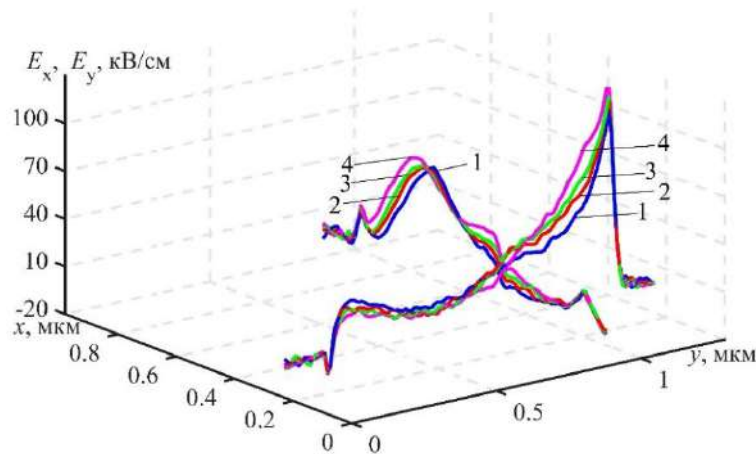


Рис 3.19. Розподіл  $E_y$ -компоненти ( $x = 0,27$  мкм) та  $E_x$ -компоненти (ділянці  $y = 0,88$  мкм) у моменти часу протягом періоду  $T$  коливань для активної  $n^+$ - границі з  $l_b = 0,16$  мкм та  $l_{kb} = 0,64$  мкм при  $f = 250$  ГГц ( $U_0 = 3,5$ В,  $U_1 = 0,4$ В)

За таких умов зміни напруги на діоді недостатньо для формування рухомої хвилі просторового заряду. Дія змінної напруги проявляється лише в коливанні передньої стінки домену та незначною зміною імпедансу АБГ, і, відповідно, мало впливає на повний динамічний опір діода.

### Висновки до розділу 3

1. Показано, що введення додаткових елементів, електрично підключених до анодного контакту, призводить до розширення діапазону частот діода в бік високих частот навіть за умови співпадіння параметрів матеріалів в основній частині діодної структури і бічному активному елементі.

2. Показана можливість отримання широкопasmової генерації структурами з активними бічними границями на основі GaAs від 100 до 300 ГГц з використанням традиційних матеріалів з максимальною ефективністю до 3%,% за умови обмеження напруги живлення величинами меншими 2,5 В.

3. Використання гетероструктури, зокрема GaAs -  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  дозволяє підвищити ефективність генерації більш ніж в 4 рази в порівнянні з використанням гомогенного матеріалу.

4. Показана можливість отримання широкопasmової генерації структурами з активними бічними границями на основі InP на частотах до 350 ГГц при роботі на основній частоті з максимальною ефективністю генерації до 2,5% .

Результати цього розділу відображені в роботах автора [17,19,25,28]

## РОЗДІЛ 4

### АКТИВНІ ЕЛЕМЕНТИ З ВАРІЗОННИМИ ШАРАМИ ТА ПЛАНАРНІ СТРУКТУРИ З БІЧНИМИ ГРАНИЦЯМИ НА ЇХ ОСНОВІ

Розглядаються діодні елементи, які мають структуру  $n^+-n-n^+$  та містять у своєму складі напівпровідникові шари на основі потрійних сполук, в яких вміст одної із компонент змінюється з координатою (варізонні шари).

Об'єктом дослідження виступають вертикальні активні елементи з варізонними шарами та планарні діодні структури, в яких ці елементи використовуються у ролі активних бічних границь. Специфічними властивостями розглянутих структур є можливість існування в них локальних областей, в яких виникає ударна іонізація (УІ), що являє собою процес ініційований носіями одного типу (електронами). Ці області локалізуються у варізонному шарі, зокрема поблизу анодного контакту, де ширина забороненої зони за величиною є близькою до кінетичної енергії електрона. В коротких діодах такий процес відрізняється нелокальною залежністю від напруженості електричного поля та, відповідно, визначається величиною кінетичної енергії та напрямком руху носіїв, який в свою чергу визначає швидкість її зміни [174]. Використання напівпровідникових гетероструктур та варізонної концепції при формуванні структури приладу дозволяє впливати на розвиток УІ та використати її як механізм для релаксації енергії носіїв заряду в аноді діода та, відповідно, впливати на покращення частотних властивостей приладів. Такий вплив буде найбільш ефективним в діодах з субмікронними розмірами за умови, що нерівноважні носії заряду, а насамперед це стосується дірок, що виникають в результаті ударної іонізації, будуть швидко покидати активну область діода за рахунок направленої руху, виходячи через зовнішні контакти приладу. Таку ситуацію, згідно гіпотези цього розділу, також можна реалізувати з використанням варізонного шару за рахунок створення однонаправленого руху носіїв заряду обох знаків.



#### 4.1. Обґрунтування та постановка задачі

Поєднання цілого ряду корисних характеристик сполуки InGaAs роблять її перспективним матеріалом для створення надвисокочастотних приладів.

Однією з її особливостей є те, що змінюючи вміст однієї з компонентів, зокрема (In) в сполуці  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  від 0 до 1 можна створити суттєвий градієнт ширини забороненої зони, величина якої змінюється практично в чотири рази: від 1,42 еВ для GaAs, до 0,354 еВ для InAs. Це відображено в залежності зонної структури від молярної частки ( $z$ ) In в  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ , що представлено на рис. 4.1.

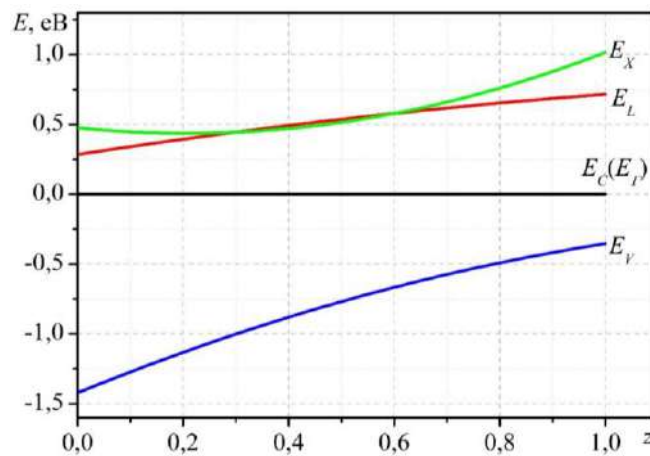


Рис. 4.1. Залежність положення енергетичних зон та мінімумів долин зони провідності від молярної частки In у сполуці  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  при  $T=300\text{ K}$  за параметрами [159]

Другою важливою особливістю сполуки  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  є велика рухливість носіїв заряду в ній та високі значення дрейфової швидкості, які збільшуються відповідно до вмісту In. Це дає змогу розглядати InGaAs як матеріал для створення швидкодіючих твердотілих приладів. Критичним моментом використання  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  є імовірний негативний вплив зменшення ширини забороненої зони, що може проявлятися у різкому зростанні струму в приладах спричиненим збільшенням надлишкового заряду, утвореного внаслідок неконтрольованої ударної іонізації в ньому.

Основною відмінністю ударної іонізації, яка виникає у варізонному матеріалі, є її нелокальний характер та зв'язок з носіями заряду певного типу. Так, у матеріалі  $n$ -типу квазіелектричне поле варізонного шару діє лише на дірки, і, відповідно до рис. 4.1 у  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  стає можлива ситуація, коли дірки, що виникають в результаті ударної іонізації, будуть рухатися у бік вузькозонного матеріалу, в напрямку, який співпадає з напрямком руху електронів. Основною умовою для цього є не надто великі напруги, що прикладаються до діода, в результаті чого можна говорити про низкоінтесивну УІ ініційовану електронами. В такому разі саме величина надлишкової енергії електронів, яку вони набирають рухаючись в електричному та квазіелектричному полях варізонного шару, буде визначати її протікання.

Для реалізації цього процесу пропонується сформувати активну область діода у вигляді варізонного  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  шару, в якому вміст індію буде зростати в напрямку анодного контакту. Розподіл складу напівпровідника  $z(x)$ , який задовольняє вибраній концепції показаний на рис. 4.2

Структура діода, що зображено на рис. 4.2 складається з трьох основних областей. Перша область, що розташована у проміжку від 0 до  $x_4$ , являє собою область катоду на основі матеріалу GaAs, область від  $x_5$  до  $L$ -анодну область на основі вузькозонного матеріалу  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  з малим вмістом галію. Область, що лежить між  $x_4$  та  $x_5$  є власне варізонний шар, у якому молярна частка  $z$  змінюється від 0 (GaAs) до молярної частки Ga близької до 1 відповідно до розподілу, що описується наступним виразом:

$$z(x) = z(x_4) \exp\left[-\left(\frac{x - x_4}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right]. \quad (4.1)$$

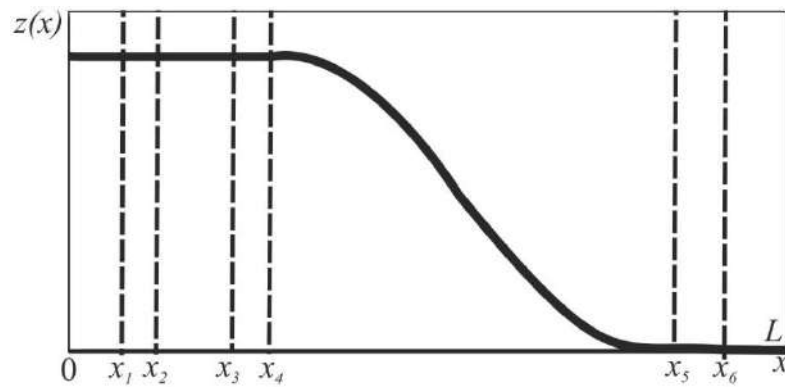


Рис. 4.2. Розподіл молярної долі галію в активному елементі

Розподіли подібного типу дають змогу локалізувати виникнення ударної іонізації в областях з малими значеннями ширини забороненої зони за досить низьких напруг живлення, які близькі до робочих напруг, що відповідають спостереженню ефекту міждолинного переносу електронів.

Отже, використання активної області діода, в якій склад матеріалу змінюється в залежності від координати, дозволяє контролювати виникнення та інтенсивність ударної іонізації за рахунок створення областей матеріалу з малою шириною забороненої зони та величини енергії, яку електрон повинен мати для здійснення акту УІ [22]. Друга важлива функція варізонної активної області полягає у створенні необхідних умов для одностороннього руху електронів та дірок в бік анодного контакту за рахунок квазіелектричних полів, обумовлених варізонним шаром в напівпровідника  $n$ -типу. Це дозволяє запобігти накопиченню дірок і, як наслідок, призводить до швидкого відновлення стану рівноваги за рахунок дрейфу носіїв заряду та збільшує швидкодію приладу.

Умова виконання законів збереження енергії та імпульсу приводять до підвищення енергетичного порогу УІ. У більшості матеріалів, зокрема в GaAs, InGaAs, ця енергія знаходиться у визначених енергетичних проміжках. Проте, враховуючи неоднорідність зонної структури матеріалу, в більшості теоретично розглянутих випадках її важко описати аналітичними виразами.

Також на розвиток ударної іонізації сильно впливає інтенсивність розсіяння носіїв заряду у напівпровіднику та, відповідно, пов'язана з цим швидкість набору кінетичної енергії [176].

Однак для напівпровідникових сполук, які мають малу ширину забороненої зони, таких як InAs або сполуки InGaAs з малим вмістом Ga, більшість електронів буде зосереджена в області енергій, які лежать близько до забороненої зони. Відповідно, порогова енергія для ударної іонізації в цих матеріалах набагато нижча, ніж у широкозонних матеріалах, в той час як енергія, яка необхідна для міждолинного перенесення електронів, у таких напівпровідникових матеріалах є досить великою. Унаслідок цього рух електронів у таких напівпровідникових матеріалах буде обмеженим головним чином центральною долиною, та дном бічних долин, які значно простіше описати аналітично. Також, у таких матеріалах вплив квантових ефектів на перенесення носіїв заряду знижений, оскільки носії заряду не досягають великих енергій, необхідних для їх проявів [177].

Аналіз процесів у структурах з варізонним шаром, які розглядаються в межах цього розділу, проводиться з врахування того, що ударна іонізація виникає у вузькозонній анодній частині діода. Вона описується в рамках методології, яку викладено у розділі 2. Основним параметром УІ є залежна від координати порогова енергія іонізації, яка визначається з врахуванням непараболічності долин зони провідності [178]:

$$\mathcal{E}_{II}(x) = \frac{(1+\gamma(x))}{2\alpha(x)} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - 4\alpha\mathcal{E}_g(x) \frac{(2+\gamma(x))}{(1+\gamma(x))^2}} \right], \quad (4.2)$$

де  $\alpha(x)$  – коефіцієнт непараболічності долини, в якій знаходиться електрон, що здійснює іонізацію,  $\gamma(x)$  – відношення ефективних мас важких дірок до ефективної маси цих електронів, та імовірність ударної іонізації, яка розраховується відповідно до формули Рідлі [160]:

$$W(\mathcal{E}) = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \right)^2 \frac{m_e^*}{\hbar^3} \frac{I_c^2 I_v^2}{(1+2\gamma)^{3/2}} \frac{(\mathcal{E} - \mathcal{E}_{II})^2}{\mathcal{E}_g^2}, \quad (4.3)$$

де  $I_c^2$  та  $I_v^2$  є відповідно інтеграли перекриття, які описують міжзонні переходи частинок між станами зони провідності та валентної зони.

Аналогічно до розділу 3, розглядається трьохдолинна модель зони провідності, яка складається з нижньої за енергією  $\Gamma$ -долини та верхніх L- та X-долин. Основним джерелом, що є причиною виникнення ударної іонізації, є електрони в нижній,  $\Gamma$ -долині. Здійснюючи акт ударної іонізації електрон  $\Gamma$ -долини втрачає попередньо набрану енергію, а отже відбувається затримка переходу електронів в бічні, вищі за енергією, долини. Особливості зонної структури InGaAs роблять неможливим виникнення ударної іонізації за рахунок електронів, які рухаються в напрямку [111], де розташовані L-долини зони провідності. Приймається, що на відміну від електронів L-долини, електрони X-долини здатні до ініціювання ударній іонізації. Особливість такого типу іонізації полягає у зменшенні кількості електронів X-долини за рахунок втрати ними енергії і, відповідно, переходу у нижню  $\Gamma$ -долину, що призводить до збільшення концентрації електронів в ній.

Враховуючи, що УІ є швидкоплинним процесом, вона може бути використана для швидкої зміни енергії електронів. Розглянутий розподіл InGaAs в діоді створює умови для її виникнення, а як наслідок, релаксації енергії електронів, саме в області анодного контакту, де величина ширини забороненої зони є найменшою.

Аналіз розвитку ударної іонізації в довгих діодах показав, що вона виникає переважно у протяжних областях з великою напруженістю електричного поля [180], яка може утворюватися в активній області діода, наприклад, під час виникнення в ньому нестійкостей струму або стаціонарних областей просторового заряду. Основним джерелом цих полів в приладах на основі ефекту міждолинного переносу електронів є заряджені шари, або домени сильного поля. Дослідження таких приладів з великою довжиною встановили, що збільшення концентрації надлишкових носіїв заряду в активній області призводить до збільшення позитивної провідності і, в

кінцевому результаті зникнення коливань струму [181]. Окрім електронів, утворених внаслідок УІ, дірки також негативно впливають на процеси генерації коливань. Це обумовлено їх меншою у порівнянні з електронами рухливістю. Як правило, відбувається рух дірок в бік катодного контакту та їх накопиченням в активній області. Позбутися негативного впливу УІ на генерацію можливо задовольнивши декілька умов. Одним із варіантів є використання коротких діодів. По-перше, довжина коротких діодів не повинна складати декілька довжин прольоту носіїв між актами УІ. Це унеможливить появу ефекту множення струму та локалізувати УІ в області анода, що створить умови для виходу дірок в контакт. По-друге, мінімізувати час іонізації електронів, що експериментально показано у [182]. Запропонована структура на основі InGaAs, в якій ширина забороненої зони зменшується від катоду в бік аноду задовольняє цим вимогам. У цьому випадку варізонний шар знаходиться між  $n^+$ -областю катоду та зовнішнім електродом аноду. В умовах великої концентрації електронів відбувається компенсація квазіелектричного поля електростатичним полем, яке виникає за рахунок перерозподілу електронної густини, в результаті чого отримуємо майже горизонтальний розподіл потенціальної енергії електронів. В результаті їх рух повністю визначається зовнішньою напругою, що прикладена до діода, як це має місце в однорідному матеріалі. Максимальна контактна різниця потенціалів, що виникає в результаті переміщення електронів, може досягати величини  $e\varphi_K = 0,83$  eV (у випадку використання InAs на аноді). Якщо зовнішня напруга менша за цю величину, то нахил зони провідності та валентної зони буде відповідати руху електронів  $\Gamma$ -долини і дірок валентної зони в бік анодного контакту (випадок одностороннього транспорту) [183]. При дії змінної напруги, наприклад, такої, яка змінюється за гармонічним законом, подібна ситуація може спостерігатися для від'ємної напівхвилі. Очевидно, можна очікувати, що в сильнолегованій  $n$ - області анодного контакту квазіелектричне

поле, що діє на дірки в бік аноду, буде зберігатися і відносно великих напругах на діоді.

Варізонні вертикальні діодні напівпровідникові структури різної довжини розглянуто нижче.

#### 4.2. Вплив ударної іонізації на роботу варізонних діодів з МПЕ

Розподіли молярної частки Ga у сполуці InGaAs вибиралася у відповідності до виразу (4.1). На рис 4.3 показано залежності молярної частки  $z$  яка відповідає вмісту Ga у сполуці  $Ga_zIn_{1-z}As$  від координати для діодів різної довжини, що розглядалися.

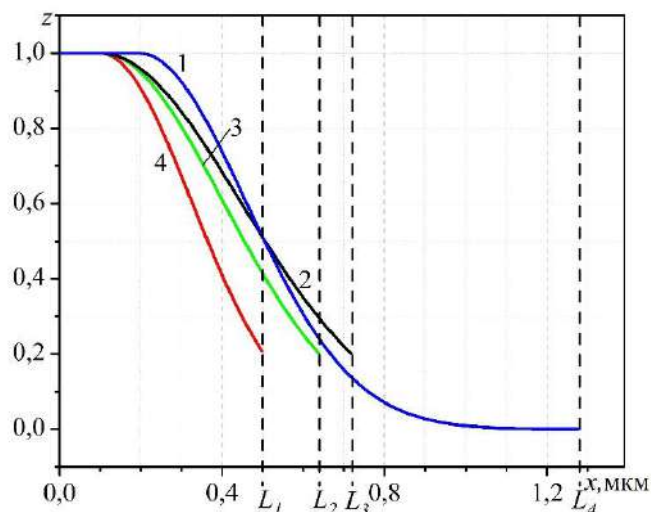


Рис. 4.3. Розподіл частки Ga проти координати у розглянутих діодах з різною довжиною; 1 – 1,28 мкм; 2 – 0,72 мкм; 3 – 0,64 мкм; 4 – 1,5 мкм

На рис.4.8. вказані довжини діодів  $L_1-L_4$ , які відповідають різним довжинам 0,5, 0,64, 0,72 та 1,28 мкм, відповідно.

Виходячи зі завдання по локалізації ударної іонізації у анодній області потрібно врахувати деякі обмеження щодо вибору довжини приладу. Перш за все це стосується енергетичного проміжку між нижньою  $\Gamma$ -долиною зони провідності та верхніми долинами у  $Ga_zIn_{1-z}As$ , оскільки при малому вмісту

галію у сполуці  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$  ці проміжки стають співрозмірними з пороговою величиною кінетичної енергії, яку електрон повинен мати для ініціювання акту ударної іонізації. Отже, небажаною є ситуація, коли ударна іонізація виникає за напруг, які за значенням близькі до енергетичних проміжків між долинами,  $\Delta E_{\text{TL}}$  та  $\Delta E_{\text{TX}}$ . Ці обмеження є протилежними до вимог, які пред'являються до величини міждолинних проміжків щодо зменшення часу переходів електронів у бічні долини, згідно яких проміжки також повинні бути досить малими, що більше відповідає сполуці GaAs.

Для оцінки впливу ударної іонізації, та, відповідно визначення величин характерних напруг, в межах яких можливо існування генерації коливальних, було розраховано статичні характеристики діодних варізонних структур. Відповідні залежності густини струму від постійної напруги зміщення показані на рис. 4.4.

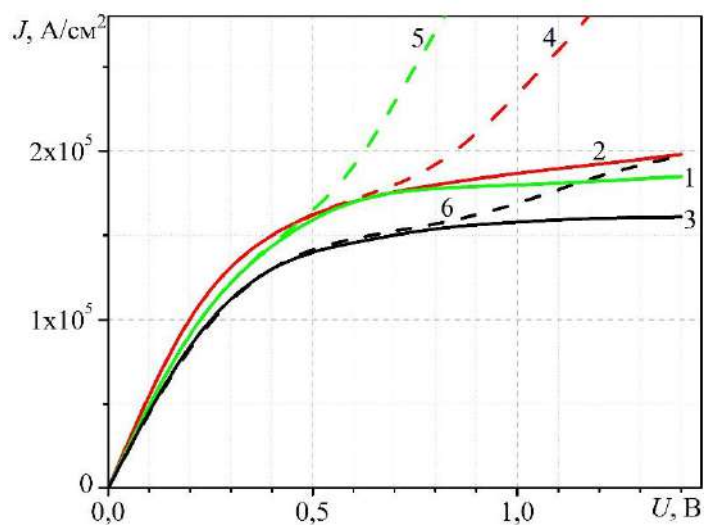


Рис. 4.4. Залежність густини струму від напруги в розглянутих діодах без урахування УІ 1-3 (суцільні лінії) та з урахуванням УІ - 4-6 (штрихові лінії). 1, 4 – 0,5 мкм, зміна складу від  $z=1$  до 0; 2, 5 – 0,5 мкм, зміна складу від  $z=1$  до 0,2; 3, 6 – 0,72 мкм, зміна складу від  $z=1$  до 0,2

Ці характеристики відповідають діодам, які мали загальну довжину 0,72 мкм та 0,5 мкм. Характеристики розраховувалися враховуючи УІ, а також без її врахування. Розподіл складу в цих діодах відповідав розподілу, який



зображено на рис.4.3, концентрація донорів у сильно легованих областях контактів  $n^+$  дорівнювала  $5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ , концентрація в активній  $n$ - області вибрана рівною  $5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ .

Можна зробити висновок, що за певної величини напруги на діодів УІ призводить до суттєвого збільшення густини струму. Для розглянутих діодів значення цієї напруги лежить в діапазоні від 0,5 до 0,8 В.

На прикладі діода з довжиною 0,72 мкм можна проаналізувати вплив молярної частки Ga в  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$  на процеси в діоді. Енергетичні діаграми таких діодів показані на рис. 4.5. На рис 4.5 а) молярна частка  $z$  змінювалася від 1 до 0, на рис.4.5 б) та від 1 до 0,2.

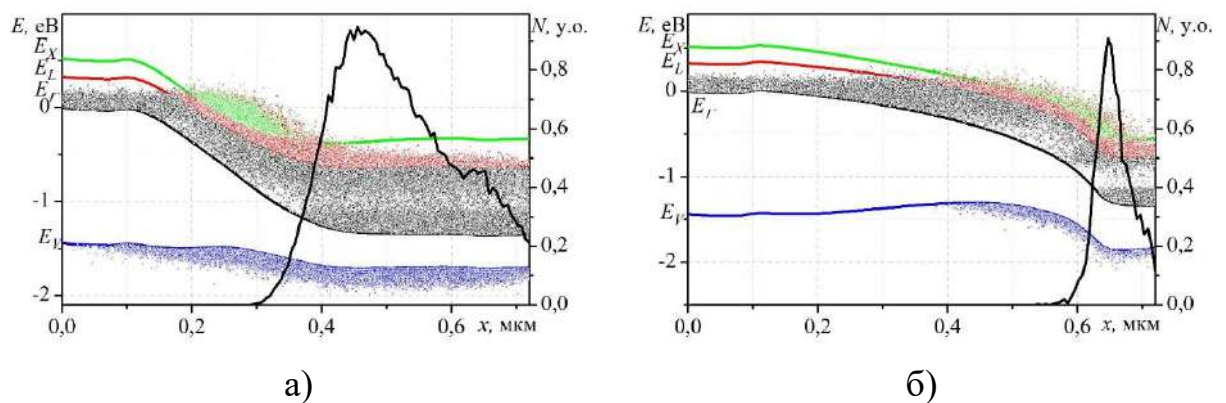


Рис. 4.5. Залежності положення країв енергетичних зон, енергетичних мінімумів долин, енергетичного положення носіїв заряду та числа актів УІ  $N$  від координати в діодах. Загальна довжина діода 0,72 мкм, напруга зміщення 1,3 В: а) частка Ga змінюється від 1 до 0; б) частка Ga змінюється від 1 до 0,2

Видно, що у проміжку від  $x_3$ - $x_5$  розподіл частки Ga, що вибраний у відповідності до (4.1), призводить до формуванню розподілу потенціальної енергії, що близький до таких, що виникають у лінійному гетеропереході. Такі умови є сприятливими для збільшення енергії електронами, що рухаються у цій області, та, відповідно зменшують час їх переходу у верхні долини. Також, можна бачити, що за такого розподілу складу у варізонному шарі у анодній

$n^+$ - області існує стабільне квазіелектричне поле, яке діє на дірки в напрямку аноду, що сприяє зменшенню часу їх життя в діоді.

Можна відмітити неоптимальність умови появи ударної іонізації у випадку варізонного шару, де молярна частка  $z$  змінювалася від 1 до 0. Видно, величина квазіелектричного поля є малою і недостатня для суттєвого збільшення енергії електронів і досягнення нею величини рівної порогу ударної іонізації: електрони вимушені набирати енергію проходячи велику відстань, і, відповідно, розсіюючись.

У варіанті, що зображено на рис. 4.5 б) показано, як вказану вище проблему можна зменшити шляхом зміни розподілу складу у варізонному шарі. Зокрема, збільшуючи частку Ga у анодній області можна покращити умови для локалізації ударної іонізації у вузькій просторовій області поблизу анодного контакту. Проте така зміна у розподілі молярної частки Ga зменшує величину квазіелектричного поля і, відповідно, дещо ускладнює умови для дірок в анодному контакті збільшуючи час їх життя в діоді.

Актуальною проблемою, що пов'язана з виникнення УІ в діодах є довгострокова стабільність його роботи. За результатами моделювання варізонних діодів можна говорити, що такі стани в діодах характеризуються достатньо великими величинами надлишкових концентрації носіїв заряду, які в рази можуть бути більшими за початкові рівноважні концентрації за відсутності УІ. Причому, як показано на Рис. 4.5. а) відбувається зростання як електронної, так і діркової концентрацій. Очевидно, що релаксація цих надлишкових носіїв заряду і виникнення стаціонарних нерівноважних станів відбувається виключно за рахунок дрейфу носіїв, зокрема через вихід носіїв через зовнішні електроди, оскільки час їх життя, обумовлений іншими актуальними для розглянутої ситуації процесами, є досить великим. Наприклад, час Оже рекомбінації в InAs, як відомо, оцінюється  $\sim 4.5 \cdot 10^{-4}$  с [184].

Отже, головною умовою для забезпечення стабільних характеристик діодів є обмеження напруги живлення. Ця умова може бути дещо послаблена

у випадку дії на діоди змінних напруг, коли умови для виходу носіїв в від'ємний напівперіод коливань залишаються хорошими. В протилежному випадку, підвищення напруги буде призводити до збільшення концентрації згенерованих носіїв заряду та накопичення дірок у центральній області діода, наслідком чого стане небажаний перерозподіл електричного поля в активній області. Таким чином, напруга зміщення повинна обов'язково задовольняти умові виникнення ефекту міждолинного переносу, а з іншого боку повинна бути досить малою для унеможливлення неконтрольованого зростання концентрації надлишкових носіїв заряду.

#### **4.3. Генерація коливань у варізонних діодах з МПЕ в умовах ударної іонізації**

Оцінка ефективності генерації варізонних діодів проводилася за усталеною методикою, яку було застосовано для аналізу ефективності в планарних діодах (розділ 3). Вона передбачає перебування діода в одноконтурному резонаторі і, відповідно, відомих значень напруги зміщення та величини амплітуди змінних компонент, які діють на діоді. Аналогічно до розділу 3, ефективність генерації визначалася як відношення потужностей змінного та постійного струмів, які відповідали роботі діода на певній частоті резонатора. Знаходилася оптимізовані оцінки величини ефективності шляхом вибору параметрами напруги зміщення  $U_0$  та амплітуди першої гармоніки коливань  $U_1$ . Для зменшення впливу перехідних процесів в діодах та отримання усталеного у часі коливального процесу було проведе моделювання за тривалий проміжок часу, що містив декілька періодів коливання. Величина ККД генерації визначалося за останнім періодом за умови мінімального відхилення його значень від оцінок, зроблених на попередньому періоді.

Результати проведених розрахунків показано на рис. 4.6 для діодів з довжинами 0,72 мкм, 0,64 мкм та 0,5 мкм, коли розподіл частки галію  $z$  у сполуці  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$  змінювався від 1 до 0,2 та концентрацією домішок у активній області  $5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ .

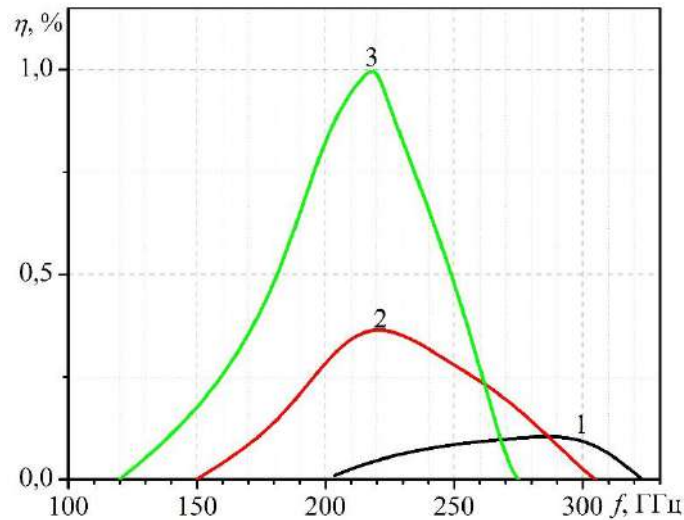


Рис. 4.6. Максимальна ефективність генерації як функція частоти резонатора, молярна частки змінюється від 1 до 0,2: 1 - 0,5 мкм; 2 - 0,64 мкм; 3 - 0,72 мкм

Для всіх розглянутих діодів величина максимального ККД відповідала діапазону напруг зміщення від 1,2 до 1,4 В. Виходячи з попередніх міркувань, ці напруги відповідали станам динамічної рівноваги в діодах, які забезпечувалися рівновагою між швидкістю накопичення заряду в активній області та швидкістю виходу надлишкових зарядів через контакти. Встановлено, що частотний максимум складає приблизно 320 ГГц (для діода з загальною довжиною 500 нм) і відповідає значенню ККД близько 0,1%. У більш довгих діодах максимальне значення ККД зростає та, відповідно, відбувається зменшення максимальної частоти коливань.

Вплив розподілу складу варізонного шару проілюстровано на рис. 4.7 на прикладі діода довжиною 1,28 мкм, де наведені частотні залежності ККД генерації для діодів у яких  $z$  змінювалося від 1 до 0 – криві 1 і 2, та для діодів у яких  $z$  змінювалося від 1 до 0,2 – криві 3-5.

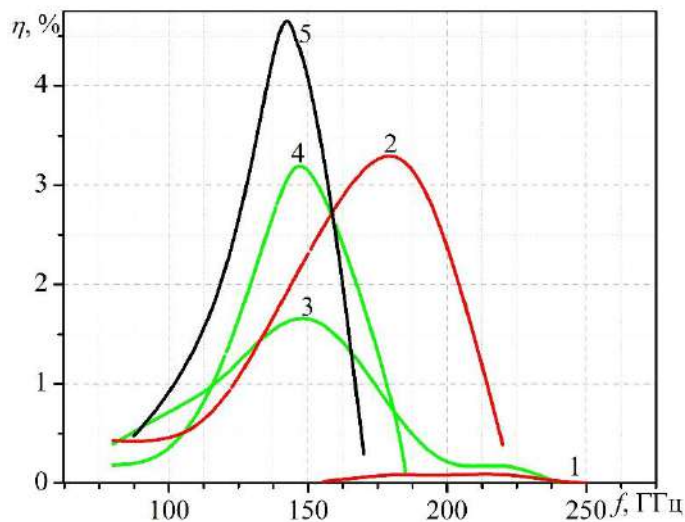


Рис. 4.7. Максимальна ефективність генерації як функція частоти резонатора для діодів з довжиною 1,28 мкм. 1, 2 - молярна частка змінюється від 1 до 0; 3, 4, 5 – молярна частка Ga змінюється від 1 до 0,2. 1, 3, 5 – з УІ; 2, 4 – без УІ

Для виявлення впливу УІ на рис. 4.7 також наводяться залежності, які було отримано без врахуванням УІ. Враховуючи необхідність забезпечення ефективного виведення носіїв заряду і залежність цього процесу від концентрації домішок було додатково розглянута концентрація в  $n^+$  - області аноду  $10^{23} \text{ м}^{-3}$  (рис. 4.7, крива 5), що менше ніж в інших діодах. Ці розрахунки показали, що в діоді, що має меншу концентрацію на аноді, гранична частота роботи виявляється меншою, проте ККД генерації на основній частоті є більшим майже в 1,5 рази порівняно з діодом, який має більш легований анодний контакт.

Відповідно до розглянутої моделі релаксація енергії електрона в діоді може протікати за двома схемами: 1) безпосередньо за рахунок ударної іонізації у X-долині та переходу електрона в Г-долину; 2) за рахунок процесу розсіяння електрона і переходу з L-долини в X-долину з наступним актом УІ. Вплив цих процесів на релаксацію заселеності долин показано на рис. 4.8.

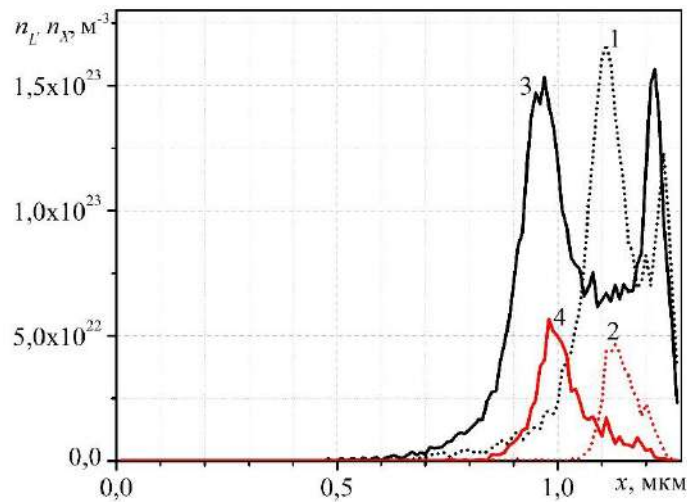


Рис. 4.8. Розподіл концентрації електронів у бічних долинах від координати, довжина діодів 1,28 мкм: 1, 3 – L-долини, 2,4 – X-долини; суцільна лінія – розрахунок без  $U_1$ ; пунктирна лінія – розрахунок з  $U_1$

В тій частині активної області, де виникає  $U_1$ , перехід електронів у бічні долини ускладнено. Частка електронів L-долини та X-долини (пропорційна площі під відповідною кривою) зменшується, що вказує на збільшення швидкості релаксації.

Для розглянутого анодного контакту, який має високу концентрацію донорної домішки, характерною рисою є низьке значення напруженості електричного поля при подачі на нього зовнішньої напруги. Проте така властивість сприяє збільшенню впливу квазіелектричного поля, яке діє на дірки, на їх рух в напрямку анодного контакту (рис. 4.9). Видно, що напрям повного поля, що діє на неосновні носії заряду залишається майже всюди додатнім. Виключенням є область, що знаходиться у безпосередній близькості до аноду. Її ширина складає 0,1-0,2 мкм і залежить від величини напруги, що діє на діоді (у представленому випадку  $U_0 = 1,2$  В;  $U_1 = 0,5$  В).

Для діода, який мав меншу концентрацію на аноді, відповідні розподіли сумарного поля, що діє на дірку показано на рис.4.10. Значення напруги зміщення та змінної складової відповідали діоду, характеристики якого

показані на рис. 4.9. Важливим є те, що у цих двох розглянутих діодах генерація виявлена тільки у діоді, який мав концентрацію в аноді  $n^+=10^{23} \text{ м}^{-3}$ .

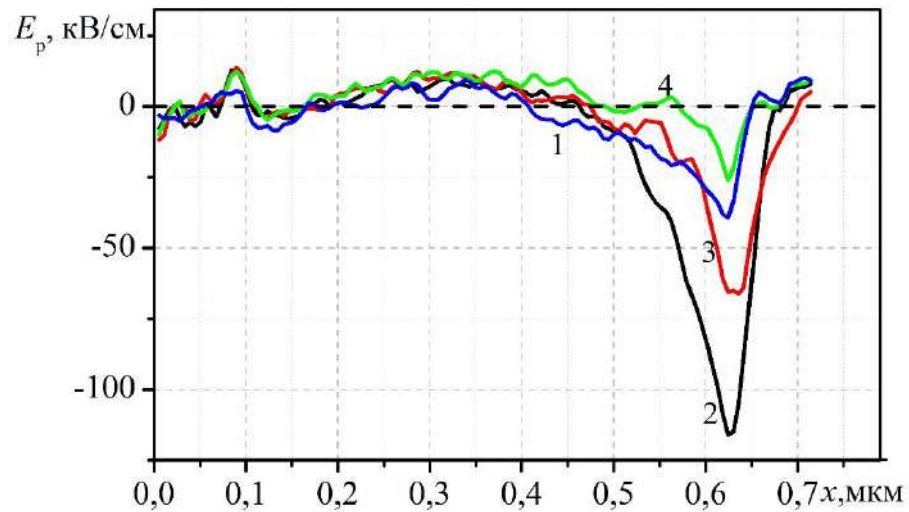


Рис. 4.9. Координатна залежність сумарного поля, що діє на дірку в діоді, з концентрацією на аноді  $n^+=5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  для різних моментів часу протягом періоду коливань: 1 - 0; 2 -  $T/4$ ; 3 -  $T/2$ ; 4 -  $3T/4$

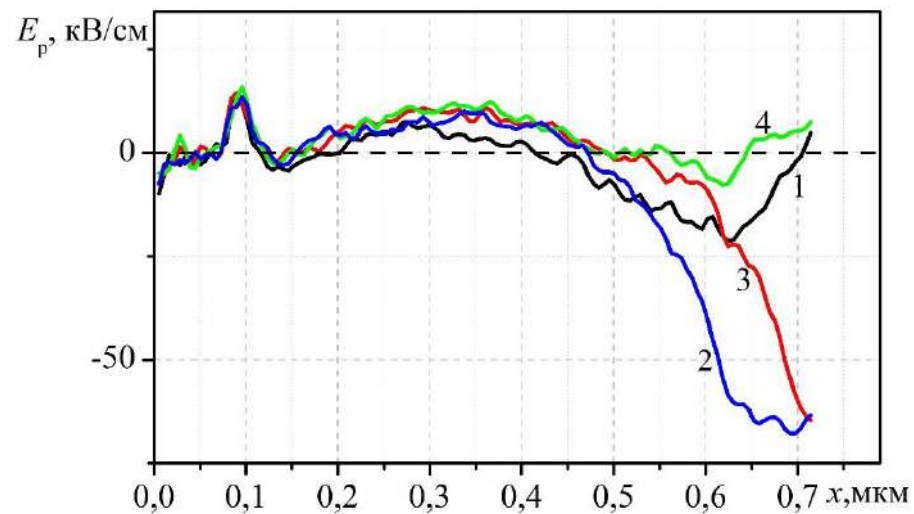


Рис. 4.10. Координатна залежність сумарного поля, що діє на дірку в діоді, з концентрацією на аноді  $n^+=10^{23} \text{ м}^{-3}$  для різних моментів часу протягом періоду коливань: 1 - 0; 2 -  $T/4$ ; 3 -  $T/2$ ; 4 -  $3T/4$

При зменшенні концентрації в анодній області опір анодного контакту збільшується, що впливає на розподіл напруги в ньому. В результаті максимум

напруженості повного поля, що діє на дірку, зміщується в бік аноду. Як видно з рис.4.10, крива 4, в моменти часу, які відповідають трьом чвертям періоду коливань, сумарне поле, що діє на дірки в аноді стає позитивним і штовхає дірки у бік катоду, ширина області, в якій сила, що діє на дірки має напрям в бік катоду стає меншою за величину 80 нм. Такі умови є найкращими для виходу дірок в анод і їм відповідають максимальні величини ККД.

Найкращі умови для отримання максимальних частот утворюються у коротких діодах з довжиною 0,5 мкм та концентраціях донорної домішки на катодному і анодному контакті  $n^+ = 5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ , що показано на рис.4.11.

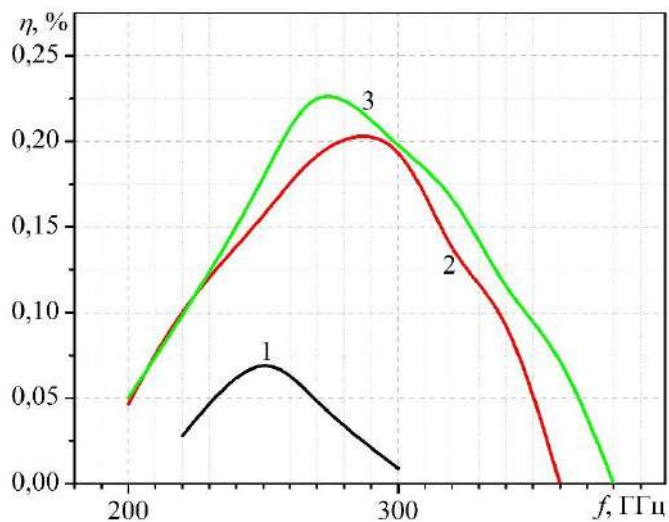


Рис. 4.11. Залежність максимального ККД генерації від частоти для діодів з довжиною 0,5 мкм, що мають різні величини легування  $n$ -області: 1 –  $N_{d2} = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 2 –  $N_{d2} = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; 3 –  $N_{d2} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Залежності оптимальних значень ККД наведено для різних значень концентрації в активній області, величина концентрації вибиралася в межах від  $5 \cdot 10^{22}$  до  $1,5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ . Отримані результати показують, що максимальні частоти генерації також визначаються співвідношеннями між концентраціями в активній області та області анодного контакту. У розглянутих межах легування діода найбільше значення, як за величиною ККД, так і за граничною частотою, відповідає діодам з концентрацією в активній області близькій до  $10^{23} \text{ м}^{-3}$ . На рис.4.11 помітно, що збільшення концентрації домішок у активній



області пристрою позитивно впливає як на максимальну частоту генерації, так й на максимальний ККД генерації. Так, при концентрації домішок у  $n$ -області  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  досягається максимальна частота у 380 ГГц. Потрібно зазначити, що у таких діодів  $z$  у сполуці  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$  змінювався від 1 до 0,2, що відповідає залежності 4 на рис. 4.3. З огляду на рис. 4.5 б) можна констатувати, що саме така зміна частки Ga у цій напівпровідниковій системи є оптимальною для отримання коливань струму в умовах ударної іонізації.

Щоб переконатися, що зміна вмісту Ga у сполуці  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$  у межах від 1 до 0,2 справді є оптимальною, був промодельований діод з загальною довжиною 0,72 мкм та різною залежністю  $z$ . Для цієї структури концентрація домішок у анодному контакті становила  $10^{23} \text{ м}^{-3}$ , у катодному -  $5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ , у активній області пристрою -  $5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . Як видно з рис.4.12 залежність 3 якраз демонструє найвищий ККД на основній частоті і високу максимальну частоту генерації.

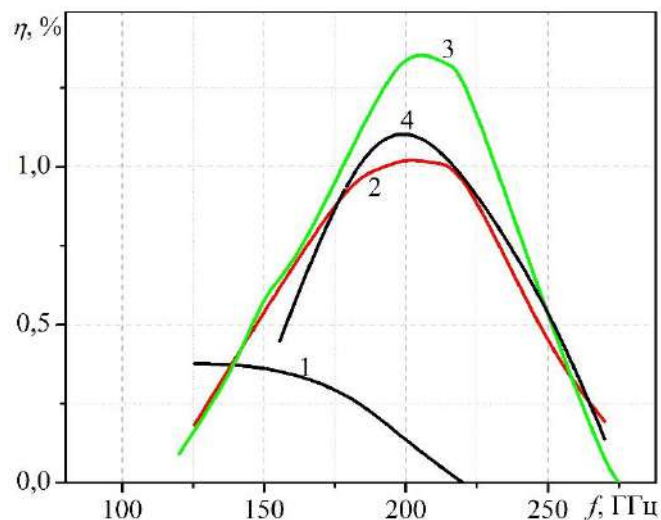


Рис. 4.12. Залежність максимального ККД генерації від частоти для діодів з довжиною 0,72 мкм, що мають різні величини легування  $n$ - області: 1 -  $z = 1 \dots 0$ ; 2 -  $z = 1 \dots 0,1$ ; 3 -  $z = 1 \dots 0,2$ ; 4 -  $z = 1 \dots 0,3$

Отже, у діодних структурах що розглядаються помітно, що у разі підвищення молярної частки Ga ( $z_A \geq 0,2$ ) на анодному контакті

спостерігається підвищення ККД генерації та збільшення максимальної частоти генерації. За таких умов дірки, які виникають в результаті ударної іонізації, можуть не досягати катодного контакту та накопичуватися як у основній області діоду, так і у прианодній області. Слід відмітити, що одним із результатів числового моделювання є те, що для діодів з довжиною активної області 0,5 мкм оптимальна напруга зміщення лежить у діапазоні від 1,2-1,4 В і слабо залежить від вмісту Ga в анодній області (серед тих значень  $z$ , що розглядалися у цьому розділі). Серед іншого також показано, що можна зменшити кількість дірок, що накопичуються у активній області пристрою локалізуючи ударну іонізацію біля аноду завдяки збільшенню частки Ga в ній. Окремо треба відмітити, хоча це не є питанням що розглядається у цій роботі, проблему теплової генерації носіїв заряду. Ця проблема для матеріалу InGaAs може стати суттєвою і реальний прилад буде потребувати ефективного тепловідведення.

Результати, що були отримані у ході числового моделювання коротких діодів з варізонним шаром показують, що вплив ударної іонізації можна розглядати не тільки як деструктивний фактор, а й як явище, що сприяє релаксації енергії електронів та, відповідно, може покращити частотні властивості пристрою. Проте, такі умови потребують ретельного вибору режимів роботи за напругою та обмеження величини напруги зміщення. Це дасть змогу запобігти неконтрольованому зростання кількості носіїв заряду у приладі, однак, напевне, обмежить вихідну потужність діодів.

#### **4.4. Планарні активні елемент з бічною границею**

Активний елемент на основі варізонного напівпровідника може бути використаний в якості активної границі до планарного діоду. Основною відмінністю його використання у цій якості є те, що активна бічна границя вмикається безпосередньо до каналу діода. Контакт, який у вертикальному

діоді виконував роль аноду, зберігає свою функцію і у планарному діоді: високолегована ділянки контакту ( $n^+$ ) з'єднана з катодним контактом металевим провідником. Щодо планарної частини діоду, то довжина активної області, як і у розглянутих вище діодних структурах, становить 0,98 мкм, концентрація в активному  $n$ -шарі обиралася в інтервалі  $(4\div 10)\cdot 10^{22}\text{м}^{-3}$ . Активний бічний елемент має ширину ( $l_b$ ) 0,16 мкм, а його довжина вибиралася рівною 0,64 та 0,32 мкм.

#### 4.4.1. Структура та ВАХ діодів

У якості матеріалу бічної границі розглядається  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ , на основі якого формується варізонна структура. Залежність складу сполуки від координати описувалося рівнянням (4.1). Слід зазначити, що електрони, що потрапляють з каналу в бічний елемент, рухаючись в каналі можуть набирати кінетичну енергію, величина якої може бути достатньою високою для переходу в бічні долини зони провідності. З цієї причини електрон може набути енергію достатню для ударної іонізації значно легше ніж це відбувається у вертикальному діоді. Виходячи з цих міркувань вміст Ga в сполуці  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$  на анодному контакті вибирався не менше 0,1 для того щоб покращити умови для транспорту електронів з бічних долин зони провідності в анодному контакті.

Аналіз роботи діодів з варізонною активною бічною границею проводився для двох бічних границь із загальною довжиною 0,32 та 0,64 мкм, що мали розподіл Ga зображений на рис. 4.13. Концентрація донорної домішки була взята рівною  $6\cdot 10^{22}\text{м}^{-3}$ , як у більшості діодів, що були розглянуті в попередніх розділах.

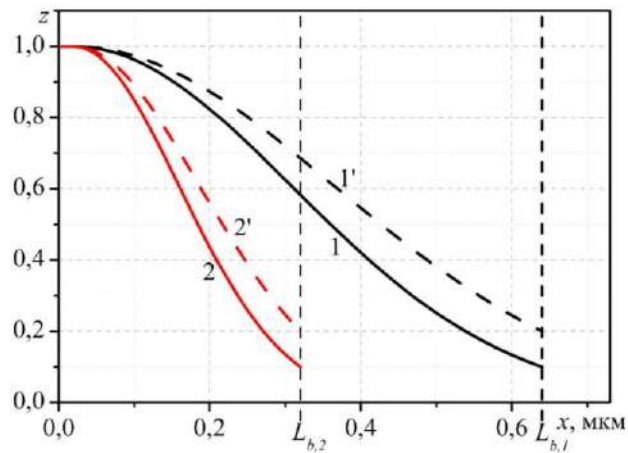


Рис. 4.13. Розподіл частки Ga по довжині у розглянутих діодах, що мали різну довжину бічної границі: 1,1' –  $L_b = 0,64$  мкм; 2,2' –  $L_b = 0,32$  мкм

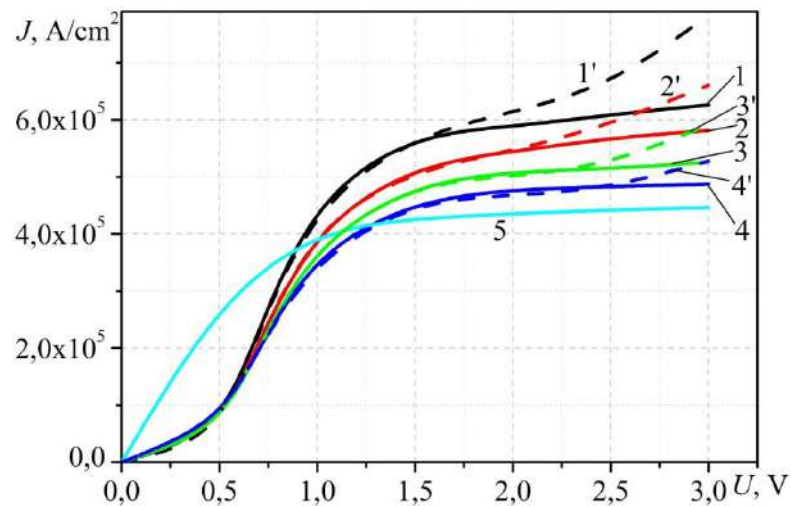


Рис. 4.14. Залежності густини струму від прикладеної напруги з  $l_b = 0,16$  мкм та довжиною  $0,32$  мкм: 1,1' -  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 2,2' –  $l_{kb} = 0,32$  мкм; 3,3' –  $l_{kb} = 0,48$  мкм; 4,4' –  $l_{kb} = 0,64$  мкм. 1-4 – без урахування ударної іонізації; 1'-4' - з урахуванням ударної іонізації, 5 – планарний діод на основі GaAs

Залежності густини струму від прикладеної напруги для розглянутих діодних планарних структур з каналом на основі GaAs та варіантною активною бічною границею на основі  $Ga_zIn_{1-z}As$  наведено на рис. 4.14. Для оцінки впливу ударної іонізації на процеси переносу заряду в діодах проведено

розрахунки, в тому числі для випадку коли ударна іонізація не враховується. Як видно з наведених залежностей, відмінності у характеристиках діодів з ударною іонізацією та без неї починають проявлятися вже починаючи з напруг близьких до 1-1,5 В. Проте, в широкому інтервалі напруги зростання струму, зумовленим цим процесом, залишається незначним і до величини близьких до 2,5 В складає до 10%, в залежності від положення активної границі на каналі діода та її довжини. Зміщення положення активної бічної границі в бік анодного контакту каналу призводить до збільшення величини порогового значення напруги, що відповідає початку інтервалу зростання струму на залежностях струму від напруги, та до зменшення величини струму, що тече через діод.

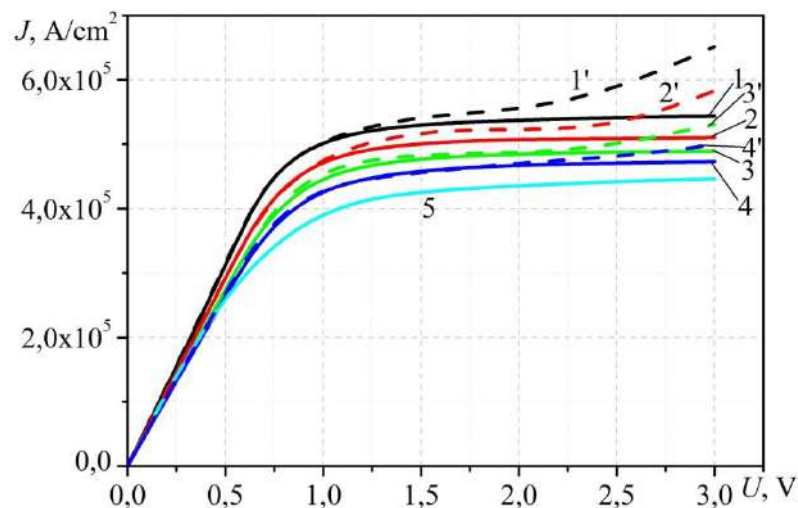


Рис. 4.15. Залежності густини струму від прикладеної напруги:  $l_b = 0,16$  мкм та довжиною  $0,64$  мкм: 1,1' -  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 2,2' -  $l_{kb} = 0,32$  мкм; 3,3' -  $l_{kb} = 0,48$  мкм; 4,4' -  $l_{kb} = 0,64$  мкм. 1-4 – без урахування ударної іонізації; 1'- 4' - з урахуванням ударної іонізації, 5 – планарний діод на основі GaAs

Для діодів з активною границею більшої протяжності залежності струму від напруги зберігають риси характеристик діодних структур з бічними границями, на основі однорідних матеріалів – з характерною ділянкою насичення струму та відсутністю ділянки з негативною диференціальною провідністю. Природно, що для діодів з більш коротким бічним елементом

напруженість електричного поля в анодній частині бічного елемента з підвищенням напруги на діоді вища (рис. 4.16), що покращує створення умови для ударної іонізації за менших напруг зміщення.

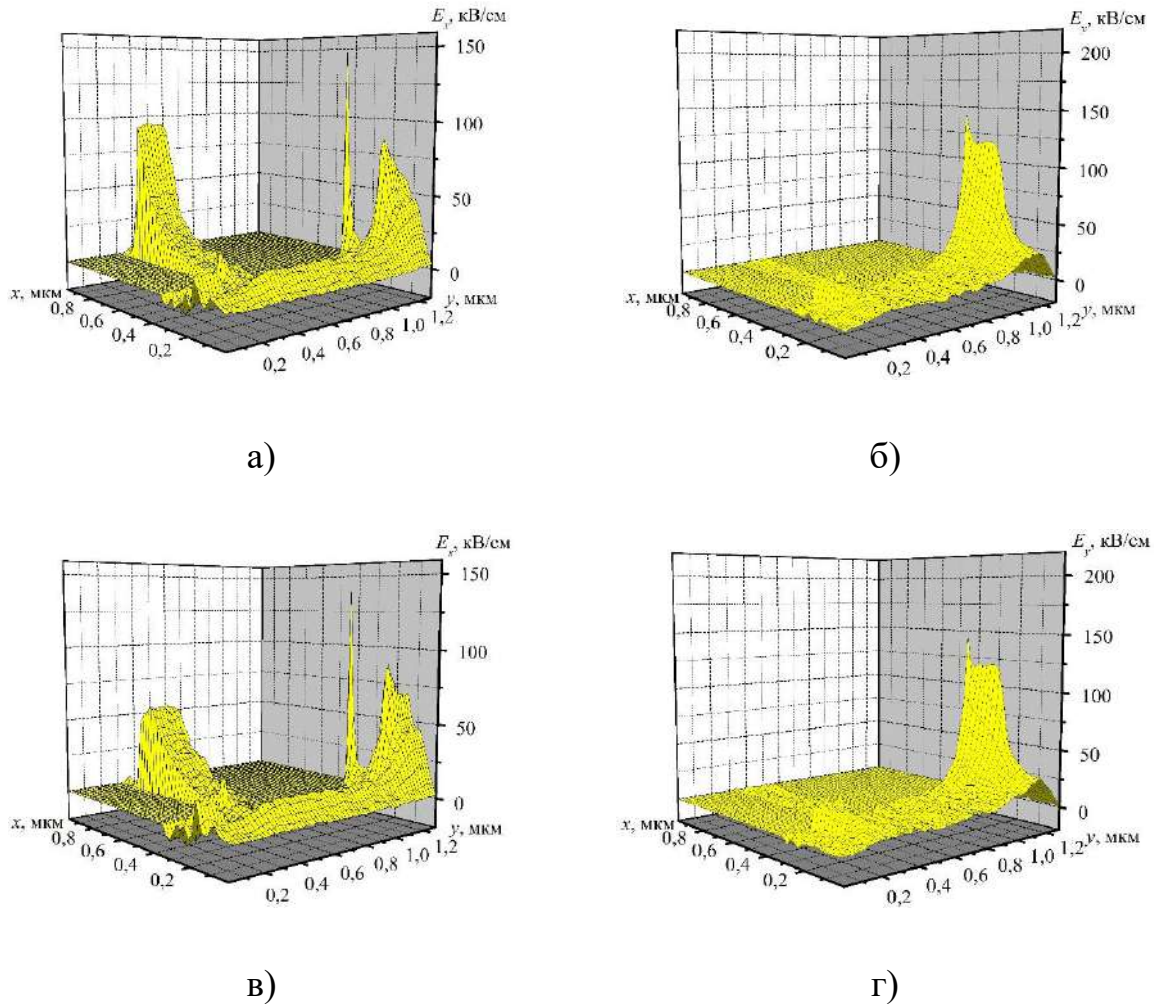


Рис. 4.16. Розподіл напруженості електричного поля у пристрої при положенні АБГ  $l_{kb} = 0,16$  мкм та ширині  $0,64$  мкм та напрузі зміщення  $2$  В: а,в - розподіл  $x$ -складової ( $E_x$ ) електричного поля; б,г - розподіл  $y$ -складової ( $E_y$ ) електричного поля; а,б – без урахування УІ; в,г – з урахуванням УІ

Слід зазначити, що величина струму в діоді, що має активну границю на основі варізонного бічного елемента, менша, ніж в аналогічних діодах, у яких границя являє собою однорідний матеріал в  $1,5$  рази, що зумовлено особливостями протікання струму в розглянутій структурі. Розподіли напруженості електричного поля в основній частині діоду (каналі) є практично

ідентичні тим, що спостерігаються у структурах з активною бічною границею на основі однорідного матеріалу (GaAs) (Рис.4.18).

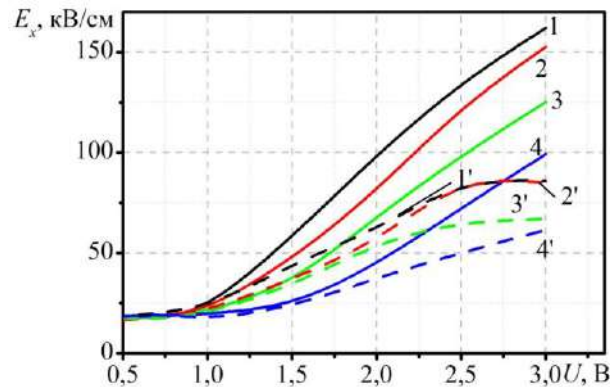


Рис. 4.17. Залежність максимального значення  $E_x$  компоненти електричного поля у АГ на основі варизонного шару  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  з  $l_b = 0,16$  мкм,  $L_B = 0,64$  мкм при різних положеннях АГ: 1,1' –  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 2,2' –  $l_{kb} = 0,32$  мкм; 3,3' –  $l_{kb} = 0,48$  мкм; 2,2' –  $l_{kb} = 0,64$  мкм. 1-4 – без урахування УІ; 1'-4' – з урахуванням УІ

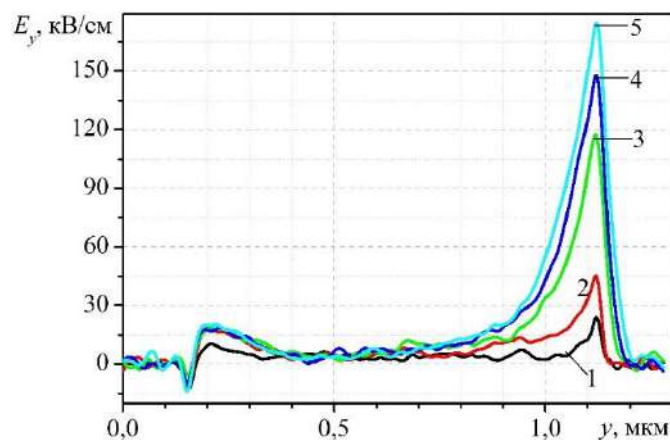


Рис. 4.18. Розподіл у-складової ( $E_y$ ) електричного поля в зоні діода при  $x = 0,27$  мкм та положенні активної бічної границі з  $l_b = 0,16$  мкм та шириною  $0,64$  мкм на ділянці  $l_{kb} = 0,16$  мкм з урахуванням УІ при різних значеннях напруги зміщення: 1 – 0,5 В, 2 – 1 В, 3 – 2 В, 4 – 2,5 В, 5 – 3 В

Величина максимальної напруженості електричного поля локалізована у вузькій області значень та мало відрізняється для структур, що мають різні параметрами граничного елемента. Деякі відмінності спостерігаються при малих та навпаки великих значеннях напруги живлення (рис.4.19).

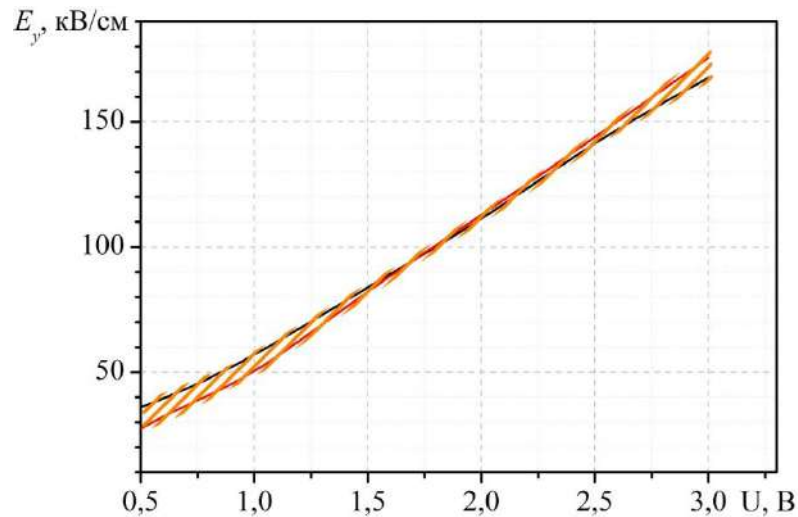


Рис. 4.19. Залежність максимальних значень  $E_y$  компоненти електричного поля у області каналу GaAs-діода при  $x = 0,27$  та при різних положеннях АБГ на основі варізонного шару  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  від напруги зміщення: 1 -  $l_{\text{kb}} = 0,16$  мкм; 2 -  $l_{\text{kb}} = 0,48$  мкм

#### 4.4.2. Генерація коливань в планарному діоді з активною бічною границею на основі $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ в умовах відсутності ударної іонізації

З наведених у розділі 4.4.1 результатів видно, що основні закономірності формування статичних електричних полів в планарних діодах з активним варізонним елементом в цілому подібні до тих, що відбуваються в планарних діодах, які мали однорідну за складом структуру. Особливістю роботи діодів є безпосереднє врахування ударної іонізації, як фактору, який, згідно аналізу варізонних вертикальних діодів, впливає на енергетичні та частотні характеристики діодів і, в обов'язковому порядку, присутній в активному бічному елементі при роботі діодів у режимі генерації коливань. У зв'язку з цим стало доцільним попередньо дослідити процеси генерації в тому числі без обмежень, які накладає ударна іонізація на роботу діода. Очевидно, що головною відмінністю стає відсутність обмеження на величину напруги, яка



прикладена до діода, яка в реальній ситуації пов'язана з впливом ударної іонізації.

Початково розглядалася структура, для якої вплив ударної іонізації не враховувався в обох областях діода (канал та бічний активний елемент). Це дає змогу визначити області існування генерації в діоді, які пов'язані виключно з ефектом міждолинного переносу електронів.

Дослідження генерації в планарному діоді з активною границею, яка являє собою варізонний напівпровідник, проводилася на основі методики, яка була застосована до аналізу планарних структур з активними бічними границями, які являли собою однорідний за складом матеріал (розділ 3)

Результати моделювання роботи діода в одноконтурному резонаторі наведено на рис. 4.20.

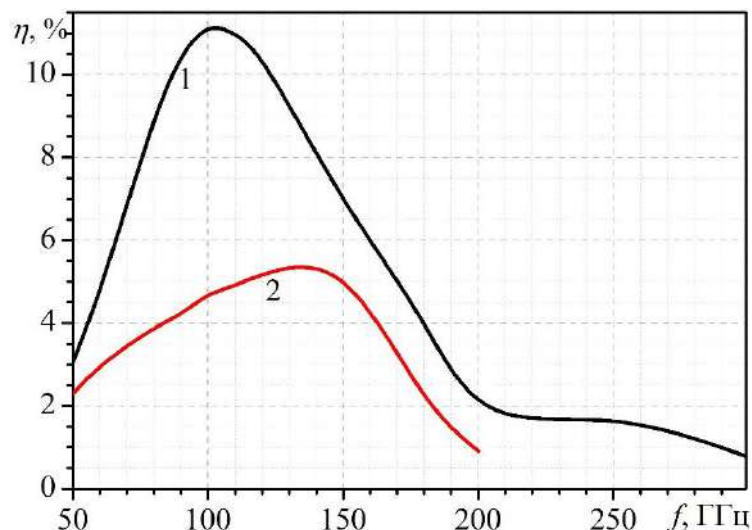


Рис. 4.20. Залежність ефективності від частоти для GaAs діода з активною границею, з довжиною 1,28 мкм, 1 -  $N_d = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 2 -  $N_d = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

Рис. 4.20 показує оптимізовану за напругою зміщення та амплітудою першої гармоніки величину ефективності генерації у смузі роботи діода. Як показують розрахунки, максимальна ефективність генерації за відсутності обмежень по напрузі досягає більше 11%, та відповідає частоті близько

100 ГГц, що узгоджується з характерною величиною оберненого часу прольоту носіїв заряду через активну область діода. Діод відзначається достатньо великою смугою робочих частот (до 300 ГГц). Найбільша ефективність генерації відповідає великим концентраціям електронів ( $N_d = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), що також узгоджується з результатами, що були отримані для планарних діодів з активними бічними елементами на основі однорідного матеріалу.

Слід відзначити, що при зменшенні концентрації зменшується як величина ефективності, так і верхня робоча гранична частота. При цьому, залежність ККД від частоти також зазнає якісної зміни, насамперед, в області високих частот, де відбувається звуження частотної межі. Фактично, при великих концентраціях відмічається існування двох характерних областей генерації: перша - від десятків гігагерц до приблизно 220 ГГц та друга від 220 до частот близьких до 300 ГГц. Дослідження показало, що цим областям відповідають різні режими формування коливань. На рис. 4.21 показана частотна залежність оптимізованого значення ефективності генерації для двох фіксованих напруг живлення.

Кожна з кривих отримана шляхом оптимізації за амплітудною змінною складовою напруги. Виявлено, що максимальна генерація в низькочастотній частині діапазону роботи діода реалізується при великих напругах зміщення. Саме за цих умов отримані найбільші значення ККД (до 10%). У області високих частот максимальна ефективність отримана за умови, що напруга живлення є досить низькою. Фактично, ударна іонізація за таких обставин можлива лише на анодному контакті варізонної області в бічному активному елементі. Отже, відкривається перспектива використання таких структур, як керованих напругою джерел випромінювання. Загальний діапазон роботи становить більше 250 ГГц при максимальній частоті вищій 300 ГГц.

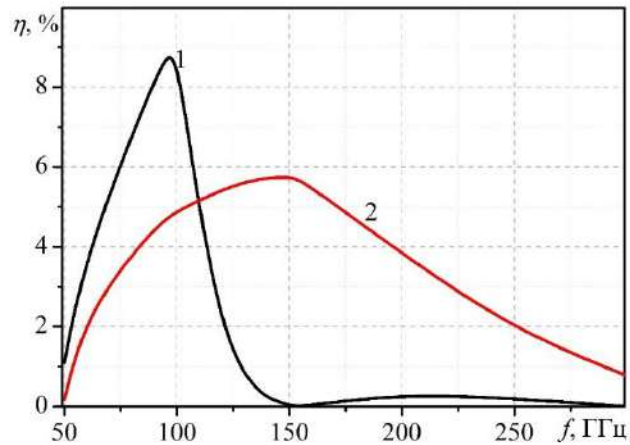
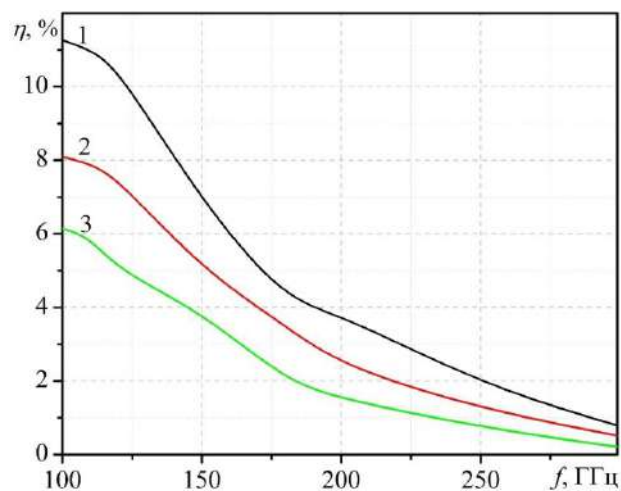


Рис. 4.21. Залежність ефективності від частоти для GaAs діода з активною границею, з довжиною 1,28 мкм, та  $N_d = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 1 –  $U = 4,5 \text{ В}$ ; 2 –  $U = 1,5 \text{ В}$

На величину ефективності структури впливає положення границі на підкладці. На рис 4.22 показано залежність оптимізованого значення ефективності генерації в діапазоні 100-300 ГГц при різних положеннях бічної границі відносно катодного контакту.



1 -  $y_1 = 0,32 \text{ мкм}$ ; 2 -  $y_1 = 0,48 \text{ мкм}$ ; 3 -  $y_1 = 0,64 \text{ мкм}$ .

Рис. 4.22. Залежність ефективності від частоти для GaAs діода з активною границею,  $N_d = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

Найвища ефективність генерації спостерігається при положенні активної границі біля катоду, що вказує на те, що генерація коливань

відбувається за рахунок негативної динамічної провідності планарної частини діоду.

Таким чином, запропоновані діодні структури на основі GaAs, які містять активну границю  $n^+ - n$ - на основі варізонного шару InGaAs можуть ефективно генерувати в діапазоні частот від десятків ГГц до 300 ГГц, а діапазон генерації діода може змінюватися в залежності від величини прикладеної напруги зміщення.

Запропонований спосіб поліпшення частотних властивостей за рахунок модифікації бічної межі діода може бути застосований до коротких структур, щоб забезпечити максимальні частоти генерації.

#### **4.4.3. Надвисокочастотна генерація в планарному діоді з ударною іонізацією в бічному активному елементі**

Аналіз роботи вертикальних діодів, що містили варізонний шар на основі  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  показав, що ударна іонізація може виступати фактором, який за певних умов може призводити до підвищення частотної межі роботи приладу. Основною вимогою було обмеження пов'язане з величиною прикладеної до діода напруги, що створювало умови для однонаправленого руху носіїв заряду в області анодного контакту. Цей випадок був розглянутий додатково.

Для врахування можливих наслідків, що пов'язані з виникненням ударної іонізації генерація коливань розглядалася на часовому проміжку, який дорівнював п'яти періодам коливань.

Основною відмінністю протікання струму в АГ, порівняно з вертикальним діодом, є суттєвий первісний розігрів електронів, що потрапляють в АГ з каналу діода.

На рис. 4.23 показані енергетичні діаграми в активному бічному елементі та розподіл кінетичної енергії електронів в кожній із долин зони провідності для різних моментів часу протягом періоду коливань за типових значень напруг зміщення та амплітуди. Так, у всіх випадках, що досліджувалися напруга зміщення не перевищувала 3,5 В, що гарантувало відсутність ударної іонізації в каналі діода та помірне відхилення середнього струму від величини, що відповідає діоду, в якому ударна іонізація не враховується.

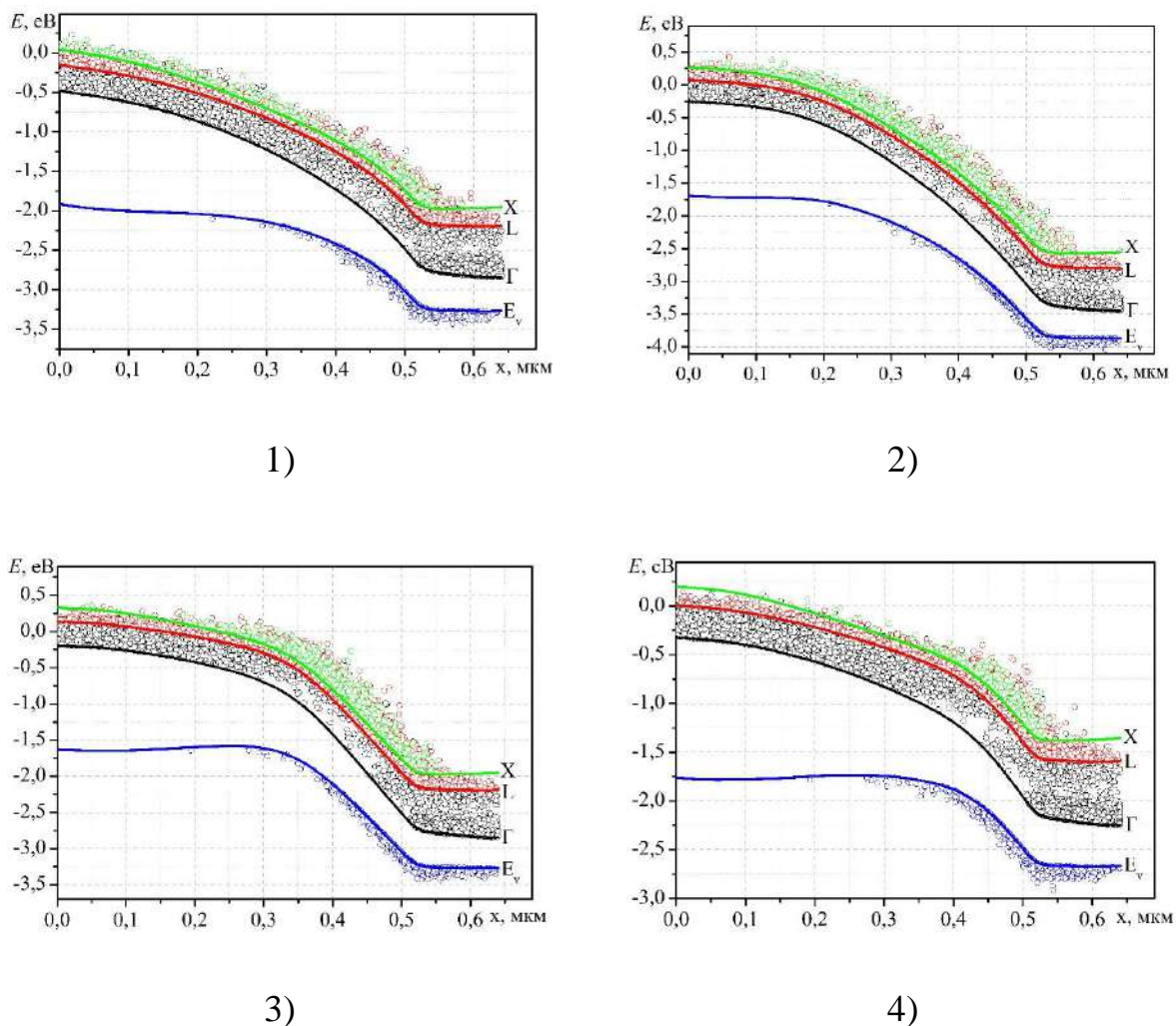


Рис. 4.23. Зонна діаграма активної бічної границі на основі варізонного шару сполуки  $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  шириною 0,64 мкм з  $l_b = 0,16$  мкм та  $l_{kb} = 0,16$  мкм при  $f=200$  ГГц,  $U_0=2,4\text{В}$ ,  $U_1=0,6\text{В}$  з урахуванням УІ для різних моментів часу протягом періоду  $T$  коливань: 1 –  $t=0$ ; 2 –  $t = T/4$ ; 3 –  $t = T/2$ ; 4 –  $t = 3T/4$

Виникнення нестійкостей струму аналізується розглядаючи роботу діода в резонаторі, відповідно до методики, яка була використана в розділі 3.

У приладах, що розглядаються, коливання струму є подібними до тих, що спостерігаються у звичайних діодах Ганна. Хвилі просторового заряду формуються на віддаленні від катодного контакту, що призводить до 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. 4.24 показані розподіли кінетичної енергії в нижній –  $\Gamma$ -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.

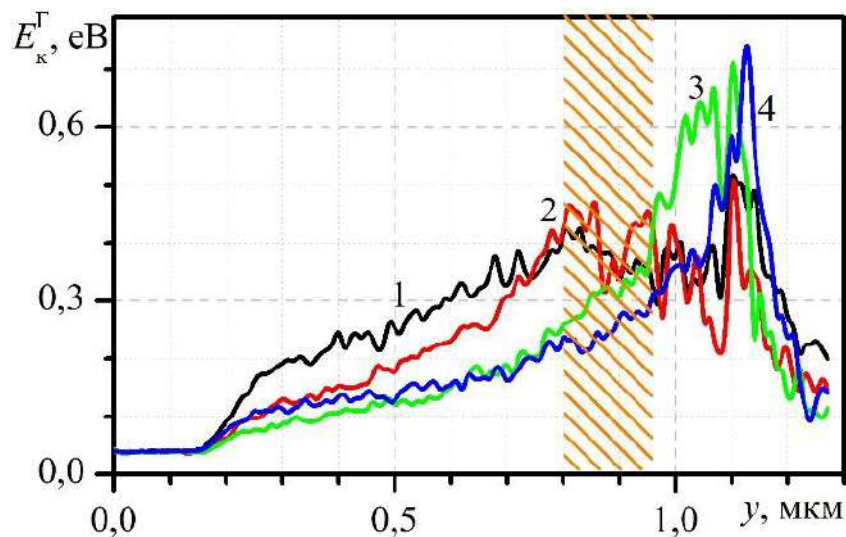


Рис. 4.24. Розподіл кінетичної енергії в  $\Gamma$ - долині зони провідності в каналі діода з АБГ на основі  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ , при  $l_b = 0,16$  мкм,  $L_B = 0,64$  мкм та  $l_{kb} = 0,64$  мкм на частоті  $f = 200$  ГГц: 1 -  $t=0$ ; 2 -  $t=T/4$ ; 3 -  $t=T/2$ ; 4 -  $t=3T/4$

На рис. 4.24 положення АБГ на каналі позначено штрихуванням. Як видно з наведеного розподілу, енергія, яка необхідна для початку міждолинного переносу в найближчу L-долину електрон набирає на відстані більшій 0,45 мкм від  $n^+$ -області. Область каналу, в якій відбувається модуляція провідності, яка пов'язана з формування та релаксацією хвиль просторового

заряду, займає лише половину активної області діода, що і відповідає частоті близької до 200 ГГц. Отже, ефективна довжина активної області насправді є суттєво меншою за відстань між анодним та катодним контактом.

Особливістю роботи діодів є безпосередній вплив ударної іонізації, яка обов'язково присутня в АБГ при роботі діодів в режимі генерації коливань та може впливати на характеристики діода. Для виділення впливу цього фактору на генерацію були розглянуто в тому числі і діод без врахування УІ та пов'язаним з нею можливим обмеженням прикладеної до діода напруги.

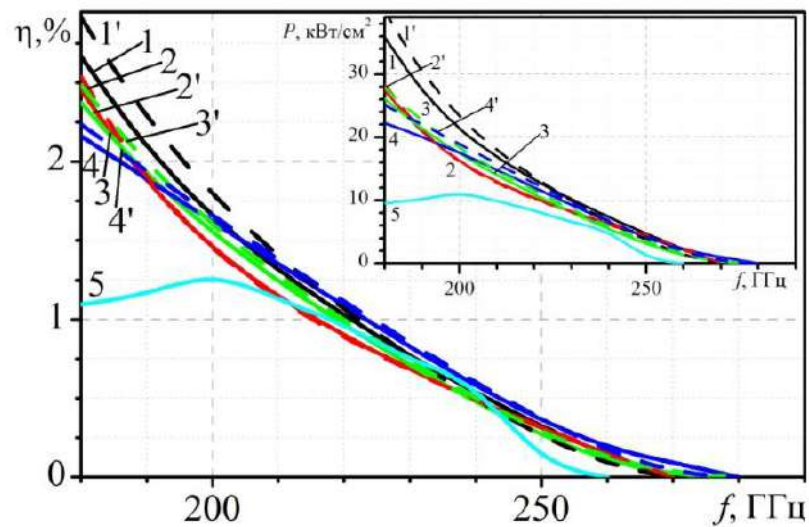


Рис. 4.25. Оптимізована ефективність генерації та густина потужності генерації (на вставці) для GaAs діода з АБГ на основі варізонного шару  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$ , з  $L_B = 0,64$  мкм з  $l_b = 0,16$  мкм: 1,1' -  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 2,2' -  $l_{kb} = 0,32$  мкм; 3,3' -  $l_{kb} = 0,48$  мкм; 4,4' -  $l_{kb} = 0,64$  мкм, 5 - планарний GaAs діод. 1-5 - без урахування УІ; 1'-4' - з урахуванням УІ

Було зроблено оцінки оптимізованого ККД пристроїв з АБГ на основі  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$  для двох типів залежності молярної частки Ga на частотах вищих від 180 ГГц при різних положеннях АБГ відносно катодного контакту. Залежності оптимізованого ККД генерації з урахування та без урахування ударної іонізації наведено на рис. 4.25 для випадку зміни молярної частки Ga у варізонному шарі від  $z=1$  до 0.1 (рис.4.25, крива 1) та на рис. 4.26. для випадку зміни молярної частки Ga від  $z=1$  до 0.2 (рис.4.26, крива 2). Для обох

типів діода також було оцінено відповідні густини потужності змінного струму, що ними генерується (на вставках).

В усіх розглянутих структурах з АБГ у порівнянні із звичайним планарним GaAs-діодом Ганна, спостерігається розширення діапазону генерації. Необхідно відмітити, що найбільша відмінність в 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. Проте, на частотах від 200 до 290 ГГц вищий ККД генерації демонструють лише пристрої з положенням АБГ  $l_{kb} = 0,16$  мкм та  $l_{kb} = 0,64$  мкм.

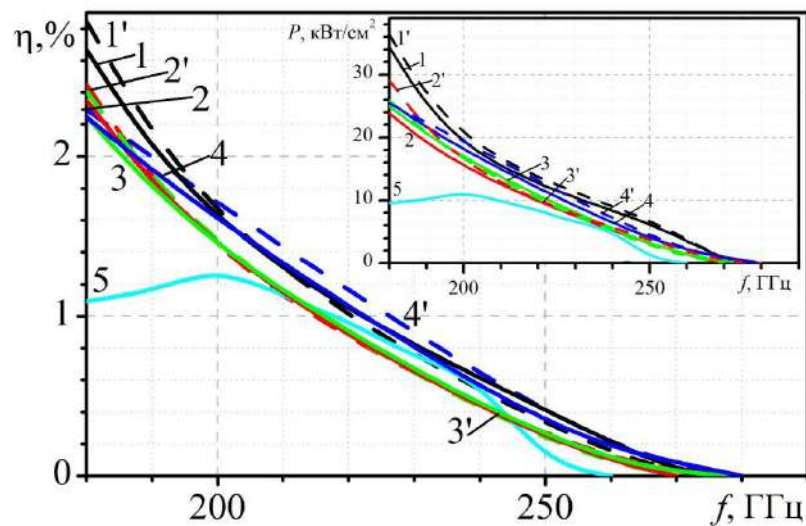


Рис. 4.26. Оптимізована ефективність генерації та густина потужності генерації (на вставці) для GaAs діоду з АБГ на основі варізонного шару  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$  з  $L_B = 0,64$  мкм з  $l_b = 0,16$  мкм: 1,1' -  $l_{kb} = 0,16$  мкм; 2,2' -  $l_{kb} = 0,32$  мкм; 3,3' -  $l_{kb} = 0,48$  мкм; 4,4' -  $l_{kb} = 0,64$  мкм, 5 - планарний GaAs діод. 1-5 - без урахування УІ; 1'-4' - з урахуванням УІ

Необхідно відмітити, що густина потужності, яку генерують діоди з АБГ на основі варізонного InGaAs шару, у всіх випадках у 2-3 рази вища за потужність, що генерується планарним GaAs-діодом.

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



поза областю, в якій відбуваються процеси міждолинного розсіяння електронів.

У оптимальних положеннях АБГ електрони входять в неї вже маючи високу кінетичну енергію або вже знаходячись у бічних долинах зони провідності, що забезпечує добрі умови для формування нестійкостей струму в ній. В результаті нестійкості струму виникають як у активній області, так і у області АБГ. На рис. 4.27 зображено залежність розподілу перпендикулярних компонент електричного поля  $E_y$  та  $E_x$  в різні моменти часу протягом періоду коливання для випадку зміни молярної частки Ga від  $z=1$  до 0,2 та в умовах, що відповідали максимуму ККД.

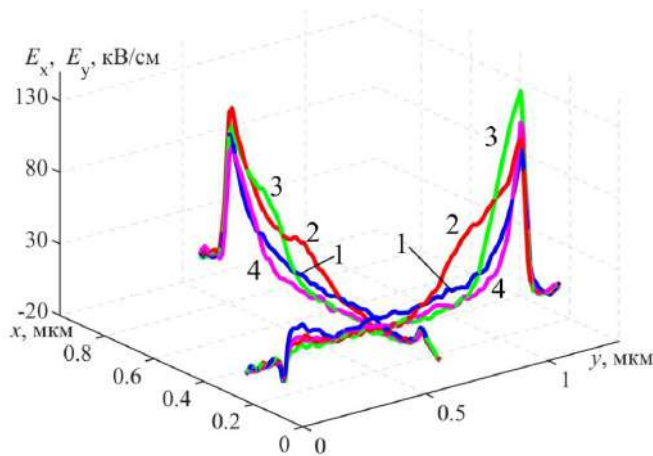


Рис. 4.27. Розподіл компоненти електричного поля  $E_y$  уздовж лінії  $x = 0,24$  мкм та компоненти  $E_x$  уздовж лінії  $y = 0,56$  мкм у різні моменти часу протягом періоду коливань  $T$  у АБГ на основі  $\text{Ga}_z\text{In}_{1-z}\text{As}$  з  $l_b = 0,16$  мкм,  $L_B = 0,64$  мкм та  $l_{kb} = 0,32$  мкм при  $f = 200$  ГГц,  $U_0 = 2,32$  В,  $U_1 = 0,6$  В: 1 –  $t = 0$ . 2 –  $t = T/4$ , 3 –  $t = T/2$ , 4 –  $t = 3T/4$

Розподіли електричного поля та вид нестійкості поля в каналі та АБГ є подібним і в цілому, як показали дослідження, залежність молярної частки від координати слабо впливає на вид нестійкості поля у пристрої. Характер формування нестійкості близький до нестійкості типу зарядженого шару і спостерігався в подібних структурах, які розглянуто в розділі 3. Формування

заряджених шарів призводить до співрозмірного підвищення напруженості електричного поля в АБГ та каналі діода.

Для розглянутих розподілів молярної частки Ga у варізонному шарі відмінність в ККД не є суттєвим, проте при зміні молярної частки галію в аноді від  $z=0,1$  до  $z=0,2$  має місце підвищення потужності що генерується до 20%.

Отримані результати свідчать про перспективність використання АБГ в планарних діодах, що працюють на ефекті міждолинного переносу електронів, для покращення їх енергетичних та частотних характеристик, що дасть можливість створити активні елементи для генерації коливань в діапазоні частот до 1 ТГц. Слід відзначити, що отримані оцінки можуть бути уточнені при врахуванні деяких важливих факторів, зокрема ефектів, пов'язаних з підвищенням температури пристрою, особливо в АБГ, та, відповідно, необхідністю вирішення задач пов'язаних з тепловідводом. Такі ефекти мають суттєвий вплив, особливо у випадку вузькозонних матеріалів, яким є  $Ga_zIn_{1-z}As$  при малих  $z$ , тому потребують детального врахування при моделюванні подібних пристроїв.

#### Висновки розділу 4

1. У коротких варізонних структурах існує можливість реалізації одностороннього транспорту носіїв заряду обох знаків, за рахунок квазіелектричних полів варізонного шару. Дірки в напівпровіднику  $n$ -типу можуть рухатися до анода, аналогічно електронам, що збільшує швидкодію приладів.

2. Ударна іонізація, що ініціюється електронами  $\Gamma$ -долини зони провідності в коротких структурах на основі  $GaAs-Ga_zIn_{1-z}As$  може призводити до швидкої релаксації енергії електронів шляхом зменшення їх кількості в  $X$ -долині та взаємних переходах між  $X$  та  $L$ -долинами.

3. В діодних структурах на основі GaAs-варізонний шар  $Ga_zIn_{1-z}As$  із загальною довжиною від 0,5 до 1,28 мкм можна отримати генерацію на частотах: для діодів з довжиною 1280 нм до 240 ГГц, з максимальною ефективністю до 5% (150 ГГц), для діодів з довжинах 720 нм до 300 ГГц, з максимальною ефективністю до 1,2% (220 ГГц), для діодів з довжинах 500 нм до 380 ГГц, з максимальною ефективністю до 0,25% (270 ГГц).

4. В умовах виникнення ударної іонізації в діодах на основі GaAs-варізонний шар  $Ga_zIn_{1-z}As$  кращі показники за ефективністю генерації і, водночас, стійкість роботи спостерігається у діодах з молярною часткою Ga на анодному контакті  $z_A \geq 0,2$ .

5. Планарний діод, що містить АБГ з варізонним шаром на основі InGaAs, яка розташована над каналом, демонструє значно вищий ККД генерації та більш широкий частотний діапазон роботи (до 290 ГГц) у порівнянні з звичайним планарним GaAs діодом.

6. Активні елементи на основі GaAs з активною бічною границею  $n^+n^-$  на основі варізонного шару  $Ga_zIn_{1-z}As$  можуть ефективно генерувати в діапазоні частот від десятків ГГц до 300 ГГц. Діапазон генерації діодів залежить від прикладеної напруги. За низьких значень напруги (до 2 В) ефективність генерації вища на високих частотах (більше 100 ГГц), у випадку високих напруг (близько 4 В) на низьких частотах (до 120 ГГц), що дозволяє реалізувати широкосмуговий генератор, що керується напругою.

Результати цього розділу відображені в роботах автора [21,25,26,30,31]

## РОЗДІЛ 5

### ПЛАНАРНІ СТРУКТУРИ З АКТИВНИМИ РЕЗОНАНСНО- ТУНЕЛЬНИМИ БІЧНИМИ ГРАНИЦЯМИ

На сьогодні двовивідні прилади є гарною альтернативою традиційним транзисторним трививідним пристроям для використання їх в частотах субтерагерцового та терагерцового діапазонів. Окремо можна виділити прилади, що працюють з використанням тунельних ефектів. Зокрема, резонансно-тунельний діод (РТД) привертає велику увагу завдяки своїй простій структурі, надвисокочастотним характеристикам та компактній конструкції.

Інтерес до РТД зумовлений їх здатністю генерувати на частотах терагерцового діапазону у безперервному режимі. Дослідження у цьому напрямку дали нові підходи та обнадійливі результати [185]. На сьогодні резонансно-тунельні діоди демонструють найкращі частотні характеристики серед компактних твердотілих приладів, що працюють при кімнатних температурах. Такі структури створюються на основі напівпровідникових шарів з різною шириною забороненої зони. Наприклад, в діодах на основі системи InGaAs/AlAs, максимальна частота коливань досягає 1,98 ТГц, що на сьогодні є рекордом серед приладів цього типу [48].

Малий розмір – одна з переваг РТД. Завдяки цьому діод має малі паразитні імпеданси, що сприяє отриманню високих граничних частот.

Для генерації електромагнітних хвиль в терагерцовому діапазоні пропонується використати планарні структури, аналогічні розглянутим у розділах 3 та 4, з бічними активними границями, що являють собою резонансно-тунельні структури [29,186,187].

Як і в розглянутих вище планарних структурах передбачається, що бічна активна границя буде розташована на каналі планарної структури та електрично з'єднана з однією з діодних клем. Особливістю таких структур є те, що ефект резонансного тунелювання може існувати у поєднанні з ефектом

міждолинного перенесення електронів, що може призводити до зміни властивостей приладів, виникнення негативної диференціальної провідності і отримання надвисокочастотної генерації.

## **5.1. Математична модель діодів з активною бічною границею на основі тунельних структур**

### **5.1.1. Моделювання діодів з активною бічною границею з урахуванням ефекту резонансного тунелювання**

Для дослідження структур, в яких спостерігається ефект резонансного тунелювання, проводиться вдосконалення базової математичної моделі. Воно направлене на врахування електронних процесів в структурах, що містять області різного типу (квазікласичну та квантову), та в яких існує можливість електронного транспорту між ними за рахунок тунелювання.

В діодах, що розглядаються, активна бічна границя представлена двобар'єрною резонансно-тунельною структурою (РТС). РТС складається з двох тонких шарів напівпровідника із широкою забороненою зоною (AlGaAs), та напівпровідником з вузькою забороненою зоною (GaAs), який знаходиться між ними. Області, що прилягають до зовнішніх сторін бар'єрів, містять нелегуючі шари (спейсери). АБГ також містить області з високим легуванням для створення омичного контакту зі зовнішнім електродом. Поперечний переріз діода з АБГ, яка містить РТС, показано на рис. 5.1.

Структура діода є подібною до структур, що були розглянуті у попередніх розділах. Діод складається з провідного шару (активного шару), сформованого на високоомній (напівізоляційній) підкладці з двома омичними контактами. Активна бічна границя розміщена між металевим електродом і каналом. Лівий і правий краї АБГ не повинні бути суміщені з омичними контактами каналу. Металевий електрод АБГ з'єднується з одним із омичних

контактів за допомогою металевої перемички утворюючи в такий спосіб анод діода. Інший омичний контакт виконує роль катода.

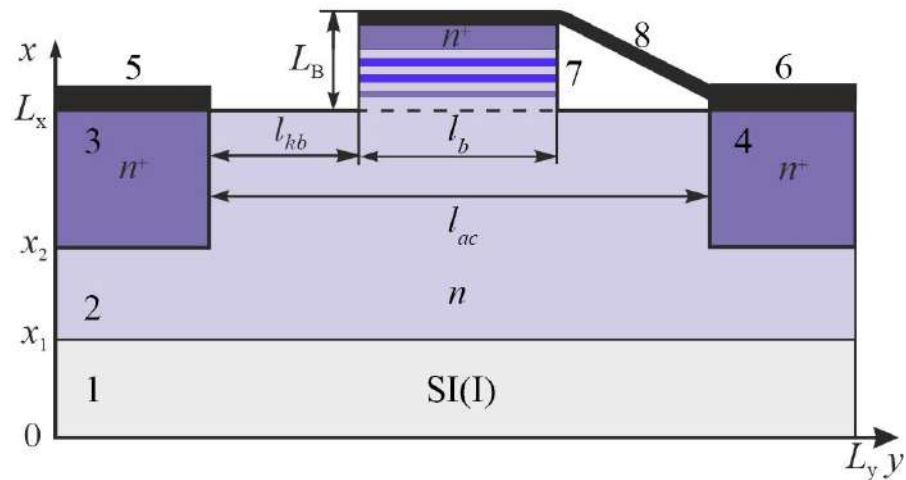


Рис. 5.1. Структура діода: напівізоляційна підкладка (1), канал (2), високолеговані контактні області ( $n^+$ ) (3,4), катод (5) та анод (6) - металеві контакти, РТС – 7, металева перемичка (8)

Обмеження, що обумовлене двовимірною моделлю, пов'язане з тим, що ширина АБГ, що містить РТС, в ній приймається рівною ширині діода, тоді як характер руху носіїв заряду під РТС є тривимірним процесом і залежить від розподілу електричного потенціалу і в поперечному напрямку, який враховуючи малі площі РТС і може бути істотно нерівномірним.

Розміри областей складають 1,28 мкм та 0,32 мкм. Шар каналу має товщину 0,16 мкм і довжину 0,98 мкм. Концентрації донорів становили  $(1\div 6) 10^{22} \text{ м}^{-3}$  в області каналу, та  $10^{24} \text{ м}^{-3}$  в контактних областях.

Особливість даної структури полягає в тому, що вона є поєднанням двох областей, властивості яких істотно різняться. Перша – це область що включає напівізолюючу підкладку і епітаксціальний шар з високолегованими  $n^+$  - областями. Розмір цієї області згідно загальної концепції даної діодної структури складає близько 1 мкм, і вона може бути ефективно проаналізована в квазікласичному наближенні з використанням методу Монте–Карло. Всі аспекти моделювання методом Монте–Карло аналогічні розглянутим в

розділі 3. Зокрема, було використано трьохдолинну модель зони провідності GaAs та AlGaAs задану непараболічними законами дисперсії електронів в вигляді (2.12), що враховує непараболічність долин.

Розглядалися наступні можливі механізми розсіяння:

- 1) розсіяння на деформаційному потенціалі акустичних фононів;
- 2) розсіяння на деформаційному потенціалі оптичних фононів (L-долина);
- 3) міждолинне розсіяння між нееквівалентними долинами;
- 4) міждолинне розсіяння між еквівалентними долинами;
- 5) полярне оптичне розсіяння;
- 6) розсіяння на іонізованих домішках.

Для визначення заряду макрочастинок у вузлах даної сітки використовувався НСІС-метод [188].

Носії заряду рухаються переважно по каналу і частина з них може бути поглинена резонансно-тунельною границею (РТГ), створюючи струм провідності РТГ. Загальний струм через електроди визначався шляхом диференціювання за часом заряду, що пройшов через контакти приладу.

Друга область включає в себе резонансно-тунельну структуру (РТС) і процеси в ній повинні описуватися з використанням квантовомеханічних підходів. Розміри цієї області, зокрема, товщина РТС складають десятки нанометрів, що істотно менше розмірів першої області. Через вказані відмінності, процеси у цих двох областях доводиться розглядати окремо один від одного з урахуванням загального розподілу потенціалу і обміну носіями заряду між областями.

Розрахункова область розбивається на сітку і на кожному часовому кроці  $\Delta t$  при моделюванні напівпровідникової структури необхідно визначити розподіл потенціалу у вузлах сітки, що досягається шляхом розв'язання двовимірного рівняння Пуассона. Вказаний алгоритм реалізований спільно з багатосітковим методом розв'язання рівняння Пуассона [189].

Задача проходження електронів через резонансно-тунельну границю розв'язується з використанням методу матриці-передачі. Перевагою цього методу є обчислювальна простота і хороша точність [190], а також можливість врахувати властивості кожного окремого шару, що дозволяє розглянути шари, які представляють собою різні за властивостями матеріали.

Використовуючи умову безперервності хвильової функції  $\varphi_j$  і її відповідної нормованої похідної  $(1/m)\partial\varphi/\partial z$  на межі між кроками  $j$  і  $j+1$ , ми отримаємо матрицю, яка пов'язує послідовні коефіцієнти  $A$  і  $B$  плоскої хвилі:

$$\begin{bmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{bmatrix} = M_j \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix}, \quad (5.1)$$

де:

$$M_j = \begin{bmatrix} (1 + \rho_j)e^{k_j\alpha} & (1 - \rho_j)e^{-k_j\alpha} \\ (1 - \rho_j)e^{k_j\alpha} & (1 + \rho_j)e^{-k_j\alpha} \end{bmatrix}, \quad (5.2)$$

$\rho_j = \frac{m_{j+1}^*(\mathcal{E})k_j}{m_j^*(\mathcal{E})k_{j+1}}$ ,  $m_j^*$  – ефективна маса в  $j$ -му шарі.  $m_i^*(\mathcal{E})$  залежна від енергії

електрона ефективна маса, яка визначається залежністю кінетичної енергії електрона від хвильового числа  $i$ , відповідно, до вибраного непараболічного закону дисперсії приймається у вигляді  $m_i^*(\mathcal{E}) = m_0^*(1 + \alpha\mathcal{E})$ .

Результуюча матриця передачі отримується як добуток матриць  $M_j$  і пов'язує коефіцієнти плоских хвиль  $A_0$  і  $B_0$  в лівій частини і коефіцієнти  $A_{N+1}$ ,  $B_{N+1}$  у правій частини структури:

$$\begin{bmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{bmatrix} = M_{II} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix}. \quad (5.3)$$

Імовірність переходу електрона  $T$  визначається у вигляді:

$$T(E, V) = \frac{m_0^*(\mathcal{E})}{m_N^*(\mathcal{E})} \frac{|k_{N+1}|}{|k_0|} |A_{N+1}|^2. \quad (5.4)$$



Використаний метод знаходження коефіцієнта прозорості бар'єру дозволяє врахувати зміну форми бар'єру при відомому розподілі потенціальної енергії, враховує властивості кожного окремого шару, з яких складається РТГ, і інтегрований в загальний алгоритм моделювання діода.

Результати розрахунку коефіцієнта прозорості для симетричної структури  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  при різній молярній частки алюмінію наведені на рис. 5.2.

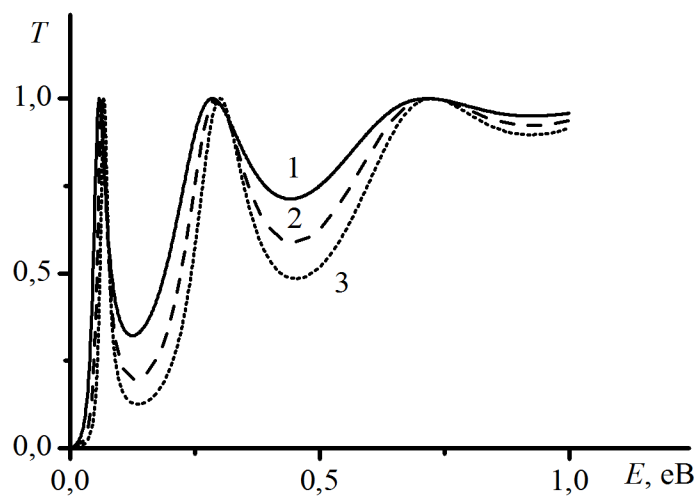


Рис.5.2. Залежність коефіцієнта проходження від енергії електрона при різних  $x$  для сполуки  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ : 1 -  $x=0,2$ ; 2 -  $x=0,25$ ; 3 -  $x=0,3$

Перший пік відповідає нижньому резонансному рівню в квантовій ямі. Коефіцієнт проходження цього рівня близький до одиниці, однак ширина піка є достатньо малою. Провали, що з'являються при подальшому збільшенні енергії пов'язані з урахуванням відмінності ефективної маси в ямі і бар'єрах та інтерференцією електрона при надбар'єрному проходженні.

При досягненні електроном межі гетеропереходу необхідно прийняти рішення про проходження чи відбивання електрона від границі розділу середовищ. Кожен акт проходження або відбивання є випадковою подією і може бути визначений методом Монте-Карло в залежності від величини квантово-механічної ймовірності проходження рис. 5.3.

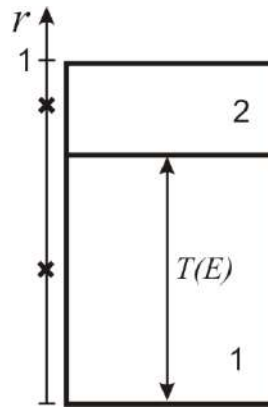


Рис. 5.3. Схема процедури вибору проходження або відбивання електрона

Для цього спочатку визначалася компонента енергії, яка була перпендикулярна до межі розділу і обчислювалася величина  $T(\mathcal{E}_\perp)$ . Потім розігрувалося випадкове число  $r$  з рівномірним розподілом в інтервалі від 0 до 1. У випадку, коли  $r < T(\mathcal{E}_\perp)$  приймалося рішення про проходження, при протилежному співвідношенні – відбивання.

Для отримання розподілу потенціалу  $\varphi(x, y)$  розв'язується двовимірне анізотропне рівняння Пуассона:

$$L\varphi = f \text{ на } \Omega,$$

$$Lu = \frac{\partial}{\partial x} \left( \varepsilon(x) \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \varepsilon(x) \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right), f = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (5.5)$$

де,  $\Omega$  – двовимірна область з межею  $\partial G$ . Граничні умови фіксують електростатичний потенціал в омичних контактах. В інших частинах границі приладу нормальна складова електричного поля повинна дорівнювати 0.

Повний багатосітковий метод (FMG) використовується для якнайшвидшого отримання точних результатів [165]. Для визначення дискретних рівнянь на двовимірній сітці використовується метод скінчених різниць, який підходить для (5.5):

$$G_H = \left\{ (x_i, y_j) \mid x_i = iH_x, y_j = jH_y, 0 \leq i \leq N_x, 0 \leq j \leq N_y \right\}, \quad (5.6)$$

де  $H = (H_x, H_y)$  крок дискретизації ( $H_x = H_y$ ).

Дискретна задача сформована на системі сіток  $G_H$  з дискретними граничними умовами  $\partial G_H$ , які побудовані у відповідності до  $G_H$ .

З наведеної вище сіткової функції необхідно отримати високу точність розв'язку в області, що відповідає РТС. Це вдосконалення реалізується на складеній сітці, яка є об'єднанням послідовності сіток із зменшенням розмірів сітки в області РТГ. Комірки – це вкладені прямокутні сітки  $G_m$  ( $m = 1..M$ ), всі вони мають однакову орієнтацію. Границі лінії тонкої сітки збігаються з лініями наступної більш грубої, а розміри комірок зменшуються в 2 рази, від однієї сітки до наступної більш тонкої. Розв'язання (5.5) проводять за наступною схемою.

На заданій послідовності сіток, з визначеними розмірами комірок  $h_1 > h_2 > h_3 > h_4$ , виконується:

1. На грубій сітці  $G_1$  розв'язується  $L_1 \phi_1 = f_1$ . Для отримання правої частини  $f_1$  використовуються стандартні схеми хмара в клітці з рівномірним інтервалом між сітками  $h_1 = H$ . Для забезпечення точності корекції грубої сітки вирішується вихідна задача з правою частиною  $f_H$  за допомогою V-циклу.

2. Схеми СІС також використовуються для визначення правої частини (5.5) з використанням інтервалу між сітками  $h_4$  на сітці з найменшим кроком. Права частина (5.5) на інших сітках отримана обмеженням, починаючи з  $f_4$ .

3. Значення грубої сітки інтерполюються на наступну більш детальну сітку (FMG-інтерполяція) з використанням двокубічної поліноміальної інтерполяції. Таким чином, виконуються наближення до розв'язку у всіх граничних точках та формування початкового наближення.

4. Розв'язок на більш детальній сітці використовується для обчислення залишків  $r_{i,h}$ , які будуть використовуватися для корекції розв'язку грубої сітки у всіх точках, які не мають меж у вигляді:

$$L_{i,h}\varphi_{i,h} = L_{i,h}I_{(i-1)h}^{i,h}\varphi_{(i-1)h} + r_{i,h} \quad (5.7)$$

Етапи 3) і 4) повторюються, починаючи з  $i = 1$  до 3-го, формуючи цикли повного багатосіткового методу розміром 2, 3 і 4. При залишках  $10^{-6}$  бажана точність досягається за декілька десятків ітерацій. Результат розрахунків розподілу електростатичного потенціалу в діоді з РТС показаний на рис. 5.4.

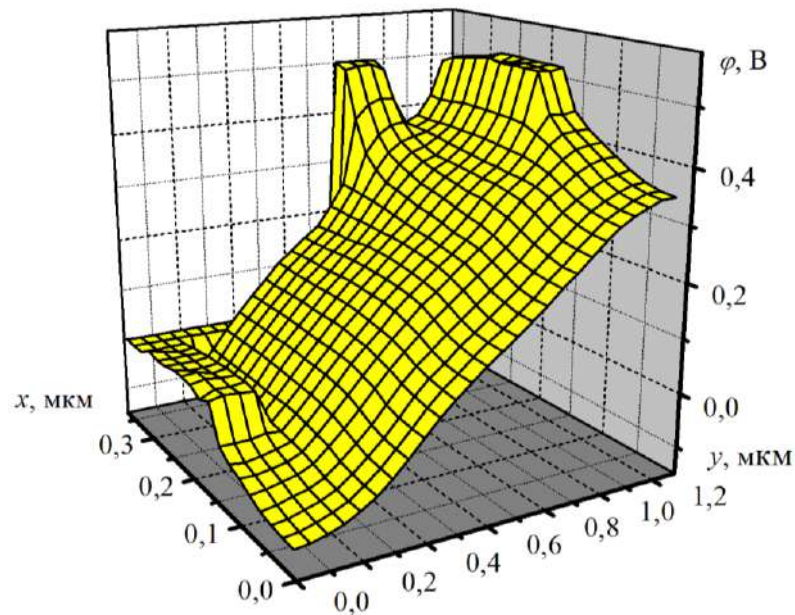


Рис. 5.4. Розподіл електростатичного потенціалу в області діода

### 5.1.2. Верифікація метода Монте – Карло, як методу моделювання резонансного тунелювання

Верифікація запропонованої моделі, яка враховує ефекти резонансного тунелювання, проводилися шляхом визначення характеристик резонансно-тунельного діода на основі гетероструктури GaAs/AlGaAs, яка була аналогічна тій, що використовувалася в активній бічній границі базового діода. Параметри РТС вибиралися з одного боку відповідно до тих, які передбачалися для використання в якості активної бічної границі, а з іншого боку так, щоб мати змогу провести порівняння з відомими результатами, які були отримані іншими авторами, в тому числі з отриманими у результаті експерименту. Виходячи з цього було розглянуто РТС  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}/\text{GaAs}$ , де

частка алюмінію у сполуці  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  вибиралася рівною 0,1-0,4, що відповідало квантовій ямі глибиною 0,27 еВ. Ширина квантової ями складала 5 нм, ширина бар'єрів вибираються однаковими і мали також ширину  $b=5$  нм. Області, що відділяють РТС від каналу та анодного контактів представляють собою GaAs, з концентрацією  $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , в областях сильного легування біля катода і аноду концентрація становила  $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . При поперечному розмірі структури  $l_z = 1$  мкм ємність однорівневої РТГ складає  $C = 0,8$  пФ.

Структура діода, що досліджувався, зображена на рис. 5.5.

GaAs $N_d=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$	500 нм
GaAs $N_d=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	50 нм
AlGaAs	5 нм
GaAs	5 нм
AlGaAs	5 нм
GaAs $N_d=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	50 нм
GaAs $N_d=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$	500 нм

Рис. 5.5. Структура РТС на основі GaAs/AlGaAs

Результати розрахунку коефіцієнта прозорості для симетричної структури РТС на основі  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}/\text{GaAs}$  при заданих ширині бар'єру та квантової ями та при різних молярних частках алюмінію у сполуці  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  показано на рис 5.6.

Можна відзначити появи впливу другого рівня енергії в квантовій ямі при  $z \geq 0,3$ , що чітко прослідковується при  $z = 0,4$ . Провали, що з'являються при подальшому збільшенні енергії пов'язані з урахуванням відмінності ефективної маси в ямі та бар'єрах, і при рівності ефективних мас не проявляються.

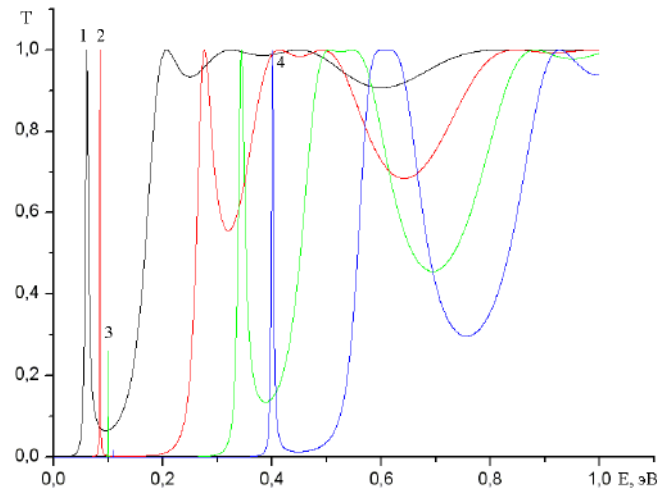


Рис.5.6. Залежність коефіцієнта проходження від енергії електрона, яка інтегрована у загальний алгоритм моделювання РТС при різних  $z$  для сполуки  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ : 1 -  $z=0,1$ ; 2 -  $z=0,2$ ; 3 -  $z=0,3$ ; 4 -  $z=0,4$

На рис. 5.7 показано результати розрахунку коефіцієнта проходження при фіксованих параметрах РТС та різній величині прикладеної до неї напруги.

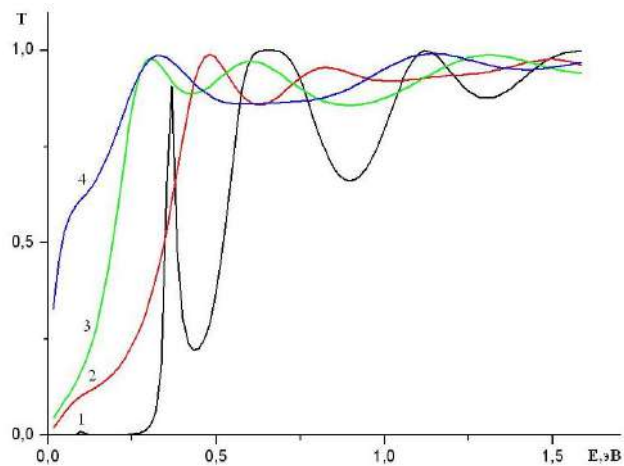


Рис. 5.7. Залежність коефіцієнта проходження від енергії електрона при різній напрузі в структурі  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}/\text{GaAs}$ : 1 -  $U=0,0$  В; 2 -  $U=0,2$  В; 3 -  $U=0,4$  В; 4 -  $U=0,6$  В

Використаний метод знаходження коефіцієнта прозорості бар'єра дозволяє врахувати зміну форми бар'єру при довільному розподілі складу.

Розв'язок рівняння Пуассона для отримання розподілу потенціалу, детально в області квантових ефектів потребує корекції. Дану корекцію можна знайти шляхом самоузгодженого розв'язання системи рівнянь, що складається з рівняння Пуассона (2.53) та Шредінгера (5.8) методом «предиктор-коректор». Для отримання розв'язку системи зв'язаних диференціальних рівнянь в частинних похідних за допомогою підходу «предиктор-коректор» нелінійне рівняння Пуассона представляється у вигляді, що відповідає ізотропну ( $\varepsilon = const$ ) електронному напівпровіднику ( $N_A = 0, p = 0$ )

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) + \mathcal{E}(x, t) \psi(x, t) = V(n_q) \psi(x, t), \quad (5.8)$$

$$\Delta \varphi = -\frac{q}{\varepsilon} (N_D - n_q(\varphi)), \quad (5.9)$$

де  $n_q = N_c |\psi|^2 \ln(1 + e^{\mathcal{E}_F - \mathcal{E}})$  – концентрація електронів,  $N_c = (2\pi m_e kT / \hbar^2)^{3/2}$  – густина станів у зоні провідності.

$$\frac{\partial n_q}{\partial \varphi} = N_c |\psi|^2 \frac{e^{\mathcal{E}_F - \mathcal{E}}}{1 + e^{\mathcal{E}_F - \mathcal{E}}}, \quad (5.10)$$

де хвильова функція  $\psi$  і значення рівнів енергій  $\mathcal{E}_n$  визначаються з рівняння Шредінгера (5.8).

Кожне наступне значення квантової щільності уточнюється ітераційним способом і знаходиться виходячи із попередніх значень  $n_q$ :

$$\tilde{n}_q^{(k+1)} = \tilde{n}_q^k + \frac{\partial n_q(\varphi^k)}{\partial \varphi} (\varphi^{k+1} - \varphi^k). \quad (5.11)$$

Підставляючи (5.11) в рівняння Пуассона та використовуючи різницеву апроксимацію похідних другого порядку, отримаємо рівняння для знаходження розподілу електростатичного потенціалу:

$$\begin{aligned}
\varphi_{i+1}^{k+1} - \varphi_i^{k+1} \left( 2 - h_x^2 \frac{q}{\varepsilon} \frac{\partial n_q(\varphi^k)}{\partial \varphi} \right) + \varphi_{i-1}^{k+1} = \\
= -h_x^2 \frac{q}{\varepsilon} \left( N_D - \tilde{n}_q^k + \frac{\partial n_q(\varphi^k)}{\partial \varphi} \varphi^k \right)
\end{aligned}
\tag{5.12}$$

Остаточний вигляд рівняння з врахованою поправкою отримуємо після підставлення значень  $n_q$  та  $\frac{\partial n_q}{\partial \varphi}$ .

При подачі напруги зміщення на діод положення рівня змінюється, що призводить до зміни електронної густини у правий бік бар'єру. Розподіл електронної густини визначається формою залежності хвилевої функції для першого рівня. При збільшенні напруги на структурі переважаючий вплив першого рівня зберігається. Інші енергетичні рівні, що знаходяться вище, суттєвого впливу на ефект резонансного тунелювання не мають.

Було використано трьохдолинну модель зони провідності GaAs з урахуванням непараболічності долин та враховано усі можливі механізми розсіяння які описані у розділі 2.3.

На рис. 5.8 показано енергетичні діаграми, що відповідають різним значенням напруги, що прикладена до РТД та просторовий розподіл макрочастинок, що відповідають електронам в діоді для чотирьох значень напруги на діоді.

Енергетична діаграма з просторовим розподілом макрочастинок та розподіл концентрації електронів, що включають результати корекції концентрації електронів в області квантової ями РТС, показані на рис. 5.9.

Як видно з рисунка, концентрація електронів у квантовій ямі зростає при підвищенні напруги на діоді. Так для напруги  $U = 0,1$  В максимальне значення концентрації становить  $n = 1,38 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , при збільшенні напруги до  $U = 0,2$  В стає відповідно  $n = 1,72 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .



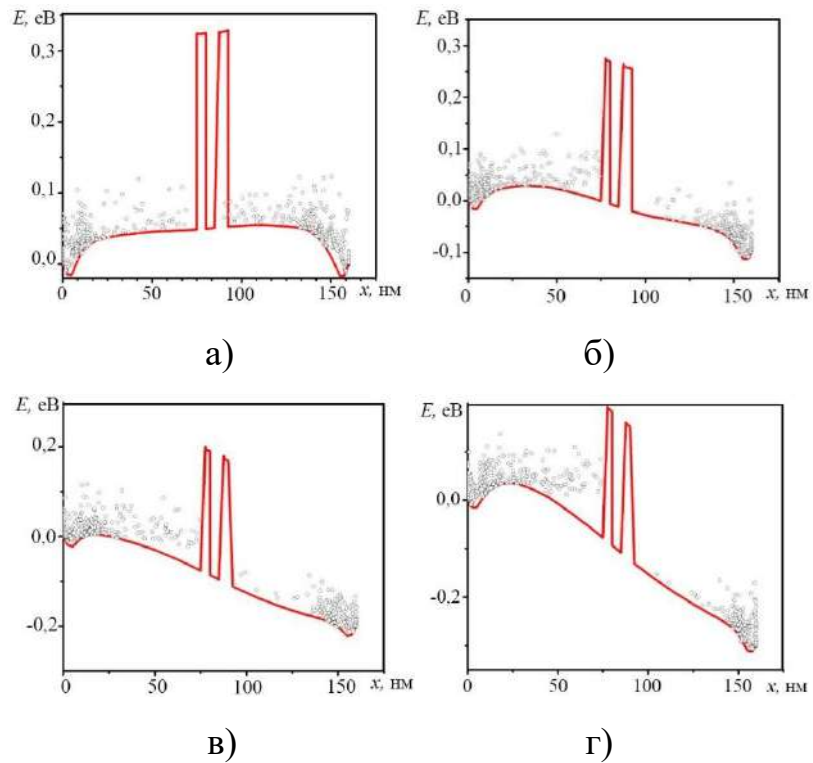


Рис. 5.8. Форма потенційної енергії в залежності від прикладеної напруги: а) –  $U = 0,0$  В; б) –  $U = 0,1$  В; в) –  $U = 0,2$  В; г) –  $U = 0,3$  В

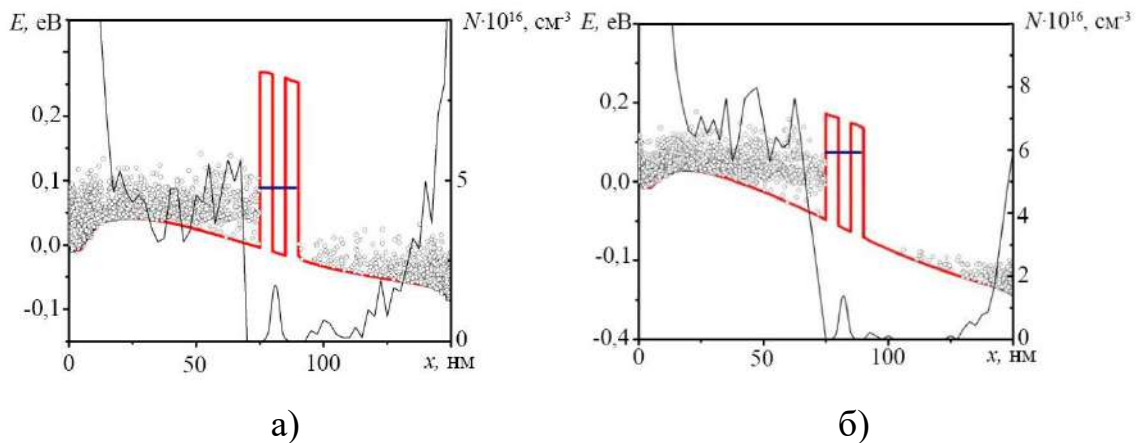


Рис. 5.9. Розподіл концентрації у структурі: а) –  $U = 0,1$  В; б) –  $U = 0,2$  В

На рис. 5.10 наведено залежності густини струму, що протікає через РТД від прикладеної напруги.

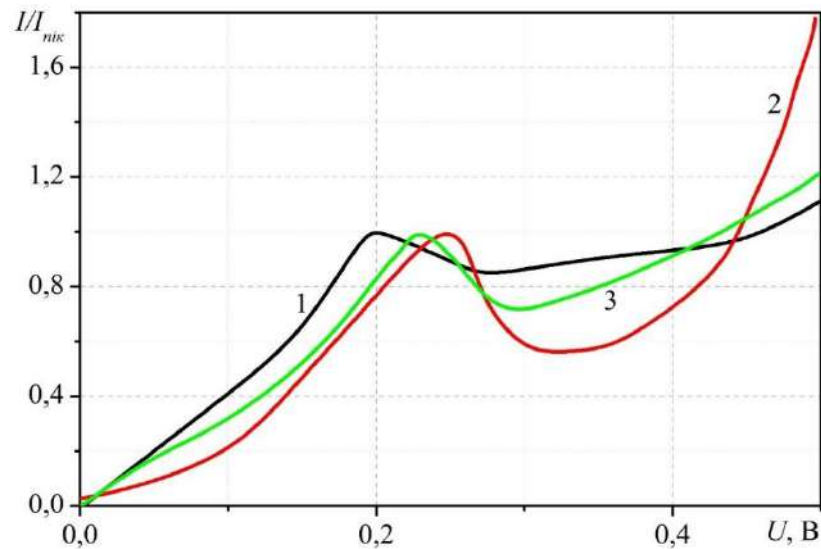


Рис. 5.10. Порівняння ВАХ резонансно- тунельної структури: 1 – розрахована за допомогою моделі, що представлена у даній роботі; 2 – розрахована з використанням функції Вігнера [191]; 3 – отримана експериментально на постійному струмі [192].

Як видно з отриманих результатів пікове значення струму відповідає напрузі близькій до 0,2 В, що добре узгоджується з результатами, які були отримані іншими авторами. Отже, можна сказати про якісну відповідність отриманих характеристик, характеристикам подібних структур [191,192]. Зокрема, наявність ділянки з негативною диференціальною провідністю, і її положення за шкалою напруг, близьке до подвоєного величині енергії рівня у квантовій ямі.

## 5.2. Частотні характеристики діодів з резонансно-тунельними границями

На рис. 5.11 показано залежності густини струму від напруги для діода з довжиною 1,28 мкм для різних положень РТС  $l_{kb}$  та різних висот потенційного бар'єру при фіксованій концентрації легування в каналі ( $n_k = 2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ). Висота бар'єру визначається молярною часткою алюмінію  $z$  у

сполуці  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ . Загальна довжина РТГ скала 160 нм. Розміри бар'єру та нелегованих спейсерних шарів становили 2,5 нм, ширина квантової ями 5 нм.

З результатів моделювання видно, що положення АБГ близьке до анодного контакту є кращим для формування негативної диференційної провідності діода. Вплив висоти потенційних бар'єрів, в діапазоні прикладеної напруги (0 - 1,4 В), на щільність струму виявився незначним. Результати також підтверджують істотний вплив концентрації легуючої домішки на характеристики діодів. Вплив АБГ дуже складний. Особливо, він проявляється на енергетичному розподілу електронів в каналі та впливає на стаціонарний стан електронного газу. Для виникнення області НДП на залежності густини струму від напруги АБГ повинна знаходитися на відстані більше 200 нм від катодного контакту.

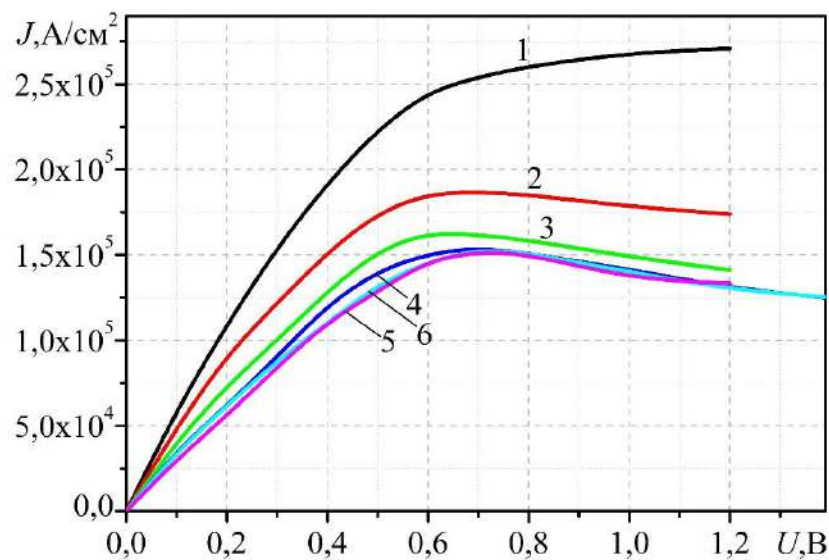


Рис. 5.11. Залежності густини струму від постійної напруги при різних положеннях  $l_{kb}$  та різній молярній частці Al: 1–0,16 мкм,  $z = 0,2$ ; 2 – 0,32 мкм,  $z = 0,2$ ; 3 – 0,48 мкм,  $z = 0,2$ ; 4 – 0,64 мкм;  $z = 0,3$ ; 5 – 0,64 мкм;  $z = 0,4$ .

Залежність характеристик діода від рівня легування активної області показана на рис. 5.12.

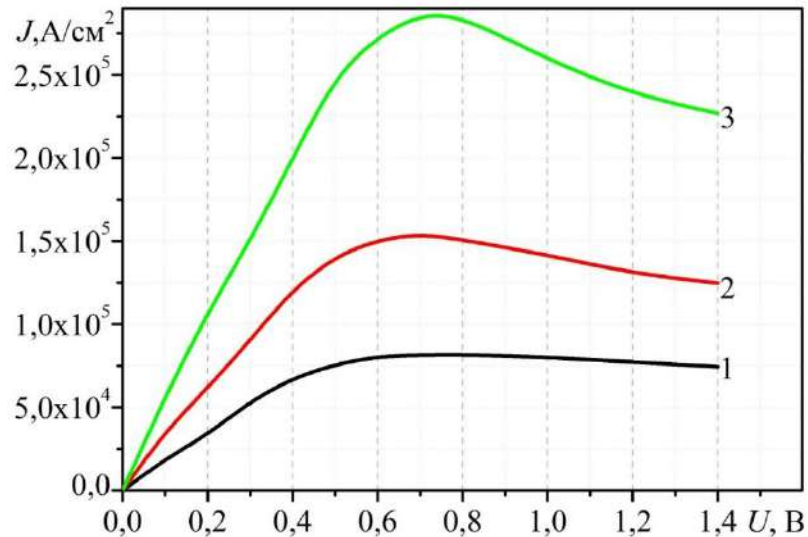


Рис. 5.12. Залежність густини струму від прикладеної напруги зміщення при різних концентраціях у каналі GaAs діоду з РТГ при  $l_{kb} = 0,64$  мкм: 1 –  $n_k = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ; 2 –  $n_k = 2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ; 3 –  $n_k = 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$

З рис. 5.12 видно, що величина НДП суттєво залежить від концентрації електронів в каналі діода: більшій концентрації носіїв заряду відповідають більші величини густини струму та більші величини негативної диференціальної провідності.

Розглянуто використання ДБГ як активного елемента для отримання високочастотної генерації за методикою, що використовувалася в розділах 3 та 4. Було розглянуто три значення концентрації домішки.

На рис.5.13 показана залежність оптимізованої ефективності генерації від частоти для діодів з різною концентрацією донорної домішки в каналі ДБГ.

Як видно з рис.5.13, діод демонструє генерацію в широкому діапазоні частот від 50 ГГц до частот понад 500 ГГц. Для всіх рівнів легування в активній області максимальна ефективність коливань відповідає частоті близько 100 ГГц, та слабо залежить від рівня легування.

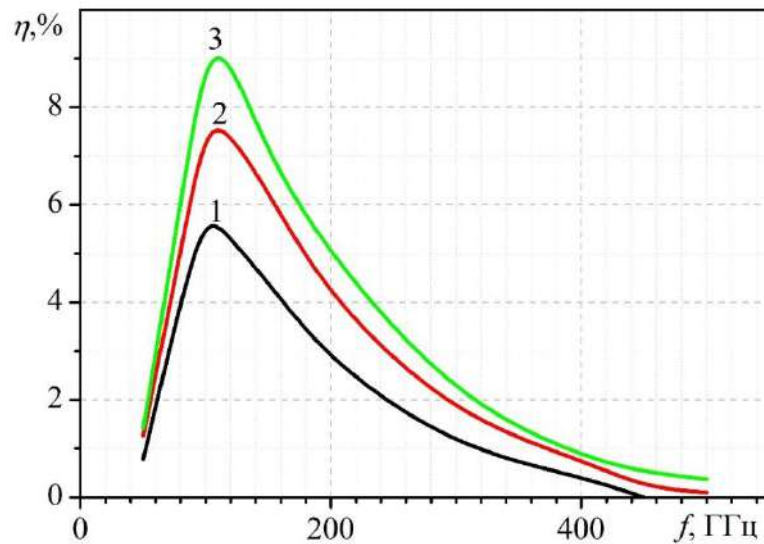


Рис. 5.13. Оптимізована ефективність генерації діодів з різною концентрацією донорної домішки в каналі діода: 1 –  $Nd_3 = 2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ , 2 –  $Nd_3 = 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ , 3 –  $Nd_3 = 6 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$

Максимальний ККД генерації складає майже 10% і відповідає рівню легування  $6 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . Зниження концентрації легуючої домішки одночасно призводить до зменшення граничної частоти генерації та до звуження діапазону робочих частот. Встановлено, що гранична частота в діапазоні концентрацій легування каналу  $2 \div 6 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  знаходиться в інтервалі від 400 ГГц до 550 ГГц.

Резонансна частота, що відповідає максимальній ефективності коливань, відповідає оберненому часу прольоту електронів через область каналу. Таким чином, підтверджено, що ефекти, пов'язані з переносом електронів через канал діода є основною причиною виникнення генерації. З іншого боку, як відомо, звичайний діод Ганна працює у вузькому діапазоні частот. Діапазон роботи діода з РТГ виявився значно ширшим, а гранична частота зміщеною в бік високих частот (понад 0,5 ТГц).

Другою особливістю діода з РТГ є сильна залежність ефективності генерації від напруги зміщення. На рис. 5.14 показані залежності величини ефективності генерації від частоти для кількох значень напруги зміщення та

величини амплітуди змінної напруги, що відповідають максимальній ефективності.

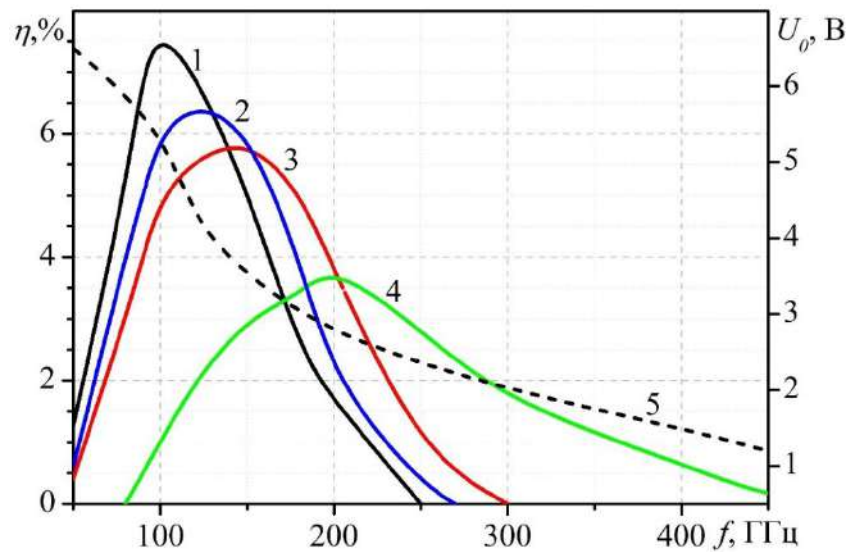


Рис. 5.14. Залежність ефективності генерації діода (1-4) та напруги зміщення, що відповідає максимуму ефективності (5) від частоти,  $N_d = 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ : 1 – 5 В; 2 – 4 В; 3 – 3 В; 4 – 2 В

Перш за все, слід зазначити, що існує залежність між максимальною ефективністю на конкретній частоті та величиною прикладеної напруги.

Максимальні коефіцієнти корисної дії при низьких частотах відповідають великим напругам зміщення, тоді як високочастотні - низьким напругам зміщення (крива 5, рис.5.14). Таким чином, використовуючи розглянутий діод можна створити джерело коливань з контролем за напругою. Такі характеристики діодів зумовлені особливостями формування НДП. Моделювання показало, що рухливий домен сильного поля, або шар, в якому електрони накопичують енергію, в такій структурі не може сформуватися. Розподіл електричного поля в діоді достатньо локалізований у просторі, проте величина домена електричного поля та його розмір змінюються з часом. Таким чином, цей режим подібний до режиму обмеження накопичення просторового заряду. Максимум електричного поля відповідає положенню АБГ на каналі. Але сама по собі НДП АБГ мало впливає на НДП діоду. Крім того, робочий

діапазон частот діода також залежить від напруги зміщення, як видно з рис.5.14.

На генерацію діода з АБГ також сильно впливає положення бічної границі на каналі. Залежність максимального значення ККД генерації та частоти, що йому відповідає, від положення АБГ на каналі діода показана на рис. 5.15.

Положення АБГ ближче до катодного контакту призводить до зниження ефективності генерації. Причиною цього є позитивний опір частини каналу між катодом і АБГ. АБГ також впливає на розподіл енергії електронів в каналі діода: як на нагрівання електронного газу, так і на релаксацію енергії електронів за допомогою РТС.

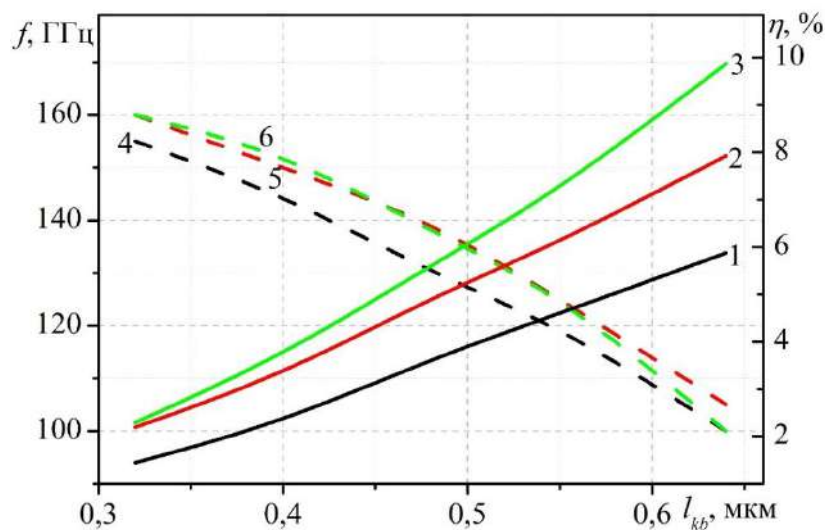


Рис. 5.15. Залежність максимальної ефективності (1-3) та частоти, що відповідає максимальному коефіцієнту корисної дії (4-6) від положення АБГ, 1,4 -  $N_d = 2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ; 2,5 -  $N_d = 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ; 3,6 -  $N_d = 6 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$

З рис. 5.15 видно, що при віддаленні РТГ від аноду ефективність генерації падає та спостерігається зростання частоти генерації від приблизно 100 ГГц до 150 ГГц. Частота, що відповідає максимальній ефективності коливань для АБГ, що розміщена на відстані 0,64 мкм від катоду дорівнює приблизно 110 ГГц при всіх концентраціях легування в каналі. Крім того,

діапазони зміни частоти не перевищують 20 ГГц на всіх відстанях між катодом. Залежність частоти генерації від положення АБГ з РТС є ще одним підтвердженням того, що генерація в розглянутих діодах відбувається завдяки пролітним ефектам та міждолинному переносу електронів.

### **Висновки до розділу 5**

1. Запропоновано модель розрахунку діодів з активними границями, яка основана на використанні метода Монте-Карло для аналізу кінетичних процесів, багатосіткового методу розв'язку рівняння Пуассона, методу матриці передачі для врахування тунелювання та самоузгодженого розв'язку системи рівнянь Пуассона та Шредінгера для визначення заряду, що накопичується в квантовій ямі резонансо-тунельної структури.

2. Апробація моделі для розрахунку РТС показала узгодження результатів отриманих з використанням розробленої методики розрахунку з результатами моделювання за допомогою функції Вігнера [191].

3. Показано можливість отримання генерації електромагнітних коливань терагерцового діапазону діодами на основі GaAs з активними бічними границями з використанням ефекту резонансного тунелювання. Діоди з довжиною каналу близько 1 мкм демонструють генерацію на частотах вище 500 ГГц. Максимальна ефективність коливань становила до 10% і була отримана на частоті близько 110 ГГц, що відповідало проміжкам часу переносу електронів через канал діода.

4. Широкий діапазон робочої частоти діода з РТГ забезпечується сильною залежністю частоти генерації від зміщення та положення активної РТГ, що роблять розглянутий діод широкосмуговим джерелом в діапазоні до 1 ТГц.

Результати цього розділу відображені в роботах автора [20,29,32]



## ВИСНОВКИ

Основні результати досліджень, проведених в дисертації коротко зводяться до наступного:

В дисертаційній роботі розглянуто проблеми створення нових активних напівпровідникових планарних елементів для генерації коливань на частотах субміліметрового та терагерцового діапазонів, з використанням активних бічних елементів, розташованих на каналі діода та електрично зв'язаних з його анодом.

Використовуючи метод частинок вперше показано що концепція формування активних границь розміщених на бічній поверхні планарної діодної структури та електрично з'єднаних з анодом дозволяє розширити частотну межу роботи приладів та в ряді випадків підвищити ефективність генерації.

Зокрема, показано збільшення частотної межі гомогенних діодів на основі GaAs (до 280 ГГц), діодів з гетерогенними InGaAs границями (до 300 ГГц), InP діодами з гомогенними InP границями (до 350 ГГц).

Показано можливість отримання генерації коливань терагерцового діапазону GaAs діодами з варізонним шаром  $Ga_zIn_{1-z}As$ , що працюють в умовах ударної іонізації та продемонстровано можливість отримання генерації на частоті до 240 ГГц та максимальною ефективністю до 5% (150 ГГц) використовуючи діоди з довжиною 1280 нм, до 300 ГГц, з максимальною ефективністю до 1,2% (220 ГГц), для діодів з довжинах 720 нм, до 380 ГГц. з максимальною ефективністю до 0,25% (270 ГГц) для діодів довжиною 500 нм.

Доведено високу ефективність використання варізонних  $Ga_zIn_{1-z}As$  шарів, в якості активних бічних границь планарних діодних структур, та показана можливість отримання генерації з ефективністю більше 7% на частотах до 300 ГГц за умови, що ударна іонізація не обмежує величини напруг, що прикладені до діоду та з ефективністю до 6% за умови врахування ударної іонізації.

Вперше показано можливість генерації електромагнітних коливань терагерцового діапазону діодами на основі GaAs з активними бічними границями з резонансно-тунельними структурами на основі системи GaAs/AlGaAs та отримання генерації на частотах вищих 500 ГГц з максимальною ефективністю до 10%.

Встановлено, що для більшості розглянутих у роботі структур, діапазон генерації діодів залежить від прикладеної напруги. За низьких значень постійної складової напруги найбільшу ефективність генерації можна отримати на високих частотах, а у випадку високих напруг, відповідно в області низьких частот, що дозволяє керувати частотними властивостями діодів використовуючи зміну напруги живлення.

Запропонований спосіб впливу на роботу генераторних діодів, зокрема діодів з міждолинним перенесенням електронів, можна використати для підвищення їх граничних частот, розширення частотного діапазону роботи та збільшення ефективності генерації для використання в якості активних елементів терагерцового діапазону.

**СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ**

1. Sengupta, K., Nagatsuma, T., Mittleman, D. M. (2018). Terahertz integrated electronic and hybrid electronic–photonic systems. *Nature Electronics*, 1(12), 622–635. <https://doi.org/10.1038/s41928-018-0173-2>
2. Hangyo, M. (2015). Development and future prospects of terahertz technology. *Japanese Journal of Applied Physics*, 54(12), 120101. <https://doi.org/10.7567/jjap.54.120101>
3. Mittleman, D. M. (2017). Perspective: Terahertz science and technology. *Journal of Applied Physics*, 122(23), 230901. <https://doi.org/10.1063/1.5007683>
4. Liu, W., Liu, Y., Huang, J., Huang, G., Zhang, Y., Fu, W. (2018). Application of terahertz spectroscopy in biomolecule detection. *Frontiers in Laboratory Medicine*, 2(4), 127–133. <https://doi.org/10.1016/j.flm.2019.05.001>
5. Vafapour, Z., Keshavarz, A., Ghahraloud, H. (2020). The potential of terahertz sensing for cancer diagnosis. *Heliyon*, 6(12), e05623. <https://doi.org/10.1016/j.heliyon.2020.e05623>
6. Arnone, D. D., Ciesla, C. M., Corchia, A., Egusa, S., Pepper, M., Chamberlain, J., Bezant, C. D., Linfield, E. H., Clothier, R. H., Khammo, N. (1999). Applications of terahertz (THz) technology to medical imaging. *Proceedings of SPIE*. <https://doi.org/10.1117/12.361037>
7. Ahi, K., Anwar, M. (2016). Advanced terahertz techniques for quality control and counterfeit detection. *Proceedings of SPIE*. <https://doi.org/10.1117/12.2228684>
8. Oshima, N., Hashimoto, K., Suzuki, S., Asada, M. (2016). Wireless data transmission of 34 Gbit/s at a 500-GHz range using resonant-tunneling-diode terahertz oscillator. *Electronics Letters*, 52(22), 1897–1898. <https://doi.org/10.1049/el.2016.3120>
9. Al-Khalidi, A., Wang, J., Wasige, E. (2018). Compact J-band Oscillators With 1 mW RF Output Power and Over 110 GHz Modulation Bandwidth.

2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). <https://doi.org/10.1109/irmmw-thz.2018.8510099>

10. Appleby, R., Wallace, H. (2007). Standoff detection of weapons and contraband in the 100 GHz to 1 THz region. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 55(11), 2944–2956. <https://doi.org/10.1109/tap.2007.908543>

11. Song, H., Nagatsuma, T. (2015). Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications (1st ed.). Jenny Stanford Publishing

12. Isogawa, T., Kumashiro, T., Song, H. J., Ajito, K., Kukutsu, N., Iwatsuki, K., Nagatsuma, T. (2012). Tomographic Imaging Using Photonically Generated Low-Coherence Terahertz Noise Sources. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2(5), 485–492. <https://doi.org/10.1109/tthz.2012.2208745>

13. Chan, W. L., Deibel, J., Mittleman, D. M. (2007). Imaging with terahertz radiation. *Reports on Progress in Physics*, 70(8), 1325–1379. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/8/r02>

14. Song, H., Nagatsuma, T. (2015). *Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications* (1st ed.). Jenny Stanford Publishing.

15. Isogawa, T., Kumashiro, T., Song, H. J., Ajito, K., Kukutsu, N., Iwatsuki, K., Nagatsuma, T. (2012). Tomographic Imaging Using Photonically Generated Low-Coherence Terahertz Noise Sources. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2(5), 485–492. <https://doi.org/10.1109/tthz.2012.2208745>

16. Chan, W. L., Deibel, J., Mittleman, D. M. (2007). Imaging with terahertz radiation. *Reports on Progress in Physics*, 70(8), 1325–1379. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/8/r02>.

17. Botsula, O. V., Zozulia, V. O., Prykhodko, K. H. (2023). Planar n<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> Diode with Active Side Boundary on InP Substrate. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 15(1), 01011–01014. [https://doi.org/10.21272/jnep.15\(1\).01011](https://doi.org/10.21272/jnep.15(1).01011)

18. Приходько, К. Г., Боцула, О. В., Зозуля, В. О. (2021). Особливості розвитку ударної іонізації в напівпровідникових сполуках InGaN та InAlN. *Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка»*, (34), 19-28. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-03>.
19. Botsula, O., Zozulia, V. (2021). Energy and Frequency Properties of Planar  $n^+ - n - n^+$  Diodes with Active Side Boundary. *Journal Of Nano- And Electronic Physics*, 13(6), 06028-1-06028-4. [https://doi.org/10.21272/jnep.13\(6\).06028](https://doi.org/10.21272/jnep.13(6).06028).
20. Botsula, O., Zozulia, V. (2020). Generation of THz Oscillations by Diodes with Resonant Tunneling Boundaries. *Journal Of Nano- And Electronic Physics*, 12(6), 06037-1-06037-4. [https://doi.org/10.21272/jnep.12\(6\).06037](https://doi.org/10.21272/jnep.12(6).06037).
21. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2019). InGaAs-based Graded Gap Active Elements with Static Cathode Domain for Terahertz Range. *Journal Of Nano- And Electronic Physics*, 11(1), 01006-1-01006-5. [https://doi.org/10.21272/jnep.11\(1\).01006](https://doi.org/10.21272/jnep.11(1).01006).
22. Botsula, O., Pryhodko, K., Zozulia, V. (2017). IMPACT IONIZATION IN SHORT  $Al_zGa_{1-z}N$ -BASED DIODES. *Telecommunications And Radio Engineering*, 76(1), 61-71. <https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v76.i1.50>.
23. Botsula, O. V., Prykhodko, K. H., Zozulia, V. O. (2022). Modeling of Planar 2D/3D Semiconductor Heterostructures Based on MoS<sub>2</sub>/GaN Junction. *2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week, UkrMW 2022 - Proceedings*. <https://doi.org/10.1109/ukrmw58013.2022.10037030>
24. Prykhodko, K. H., Botsula, O. V., Zozulia, V. O., Sanin, S., Katrich, G., Fedosova, S. (2022). Graded Band InGaN - Based Diode as Element of Active Noise Load in Terahertz Range. *2022 IEEE 3rd KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek)*. <https://doi.org/10.1109/khpiweek57572.2022.9916405>
25. Zozulia, V. O., Botsula, O. V., Prykhodko, K. H., Sanin, S., Katrich, G., Fedosova, S. (2022). Planar GaAs-InGaAs Heterostructure For Generation In Long Wave Part Of Terahertz Range. *2022 IEEE 3rd KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek)*. <https://doi.org/10.1109/khpiweek57572.2022.9916337>

26. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2021). Impact Ionization in Graded Gap Transferred Electron Diode. *2021 IEEE 3Rd Ukraine Conference On Electrical And Computer Engineering (UKRCON)*. <https://doi.org/10.1109/ukrcon53503.2021.9575748>.
27. Botsula, O., and Zozulia, V. (2020). Operation Principle and Simulation of Planar Diode with Tunnel n-p-n Border. *2020 IEEE Microwave Theory And Techniques In Wireless Communications (MTTW)*. <https://doi.org/10.1109/mttw51045.2020.9245041>.
28. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2019). Diodes with Lateral n+-n -Border. *2019 IEEE 2Nd Ukraine Conference On Electrical And Computer Engineering (UKRCON)*. <https://doi.org/10.1109/ukrcon.2019.8879884>.
29. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2018). Monte Carlo Modeling of the Diodes with Lateral Resonant Tunneling Border. *2018 9Th International Conference On Ultrawideband And Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS)*. <https://doi.org/10.1109/uwbusis.2018.8520067>
30. Prykhodko, K., Zozulia, V., Botsula, O. (2017). Graded band gap InGaAs diodes for terahertz applications. *2017 IEEE International Young Scientists Forum On Applied Physics And Engineering (YSF)*. <https://doi.org/10.1109/ysf.2017.8126637>.
31. Боцула О. В., Зозуля В. О. (2022). Планарний діод для генерації в терагерцовому діапазоні (Патент України на корисну модель, № 150188), Національний Орган Інтелектуальної Власності Державне Підприємство "Український Інститут Інтелектуальної Власності". <https://sis.ukrpatent.org/uk/search/detail/1673142/>.
32. Боцула О. В., Зозуля В. О. (2022). Планарний діодний активний елемент для широкосмугової генерації в довгохвильовій частині терагерцового діапазону (Патент України на корисну модель, № 151652), Національний Орган Інтелектуальної Власності Державне Підприємство "Український Інститут Інтелектуальної Власності". <https://sis.ukrpatent.org/uk/search/detail/1703072/>.

33. Dhillon, S., Vitiello, M. S., Linfield, E. H., Davies, A. G., Hoffmann, M. C., Booske, J. H., Paoloni, C., Gensch, M., Weightman, P., Williams, G., Castro-Camus, E., Cumming, D. R. S., Simoens, F., Carranza, I. E., Grant, J. P., Lucyszyn, S., Kuwata-Gonokami, M., Konishi, K., Koch, M., Johnston, M. B. (2017). The 2017 terahertz science and technology roadmap. *Journal of Physics D*, 50(4), 043001. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/50/4/043001>
34. Ajili, L., Scalari, G., Faist, J., Beere, H. E., Linfield, E. H., Ritchie, D. A., Davies, A. G. (2004). High power quantum cascade lasers operating at  $\lambda \approx 87$  and  $130\mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 85(18), 3986–3988. <https://doi.org/10.1063/1.1810217>
35. Kumar, S., Williams, B. S., Hu, Q., Reno, J. L. (2006). 1.9 THz quantum-cascade lasers with one-well injector. *Applied Physics Letters*, 88(12). <https://doi.org/10.1063/1.2189671>
36. Walther, C., Fischer, M., Scalari, G., Terazzi, R., Hoyler, N., Faist, J. (2007). Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6THz. *Applied Physics Letters*, 91(13), 131122. <https://doi.org/10.1063/1.2793177>
37. Köhler, R., Tredicucci, A., Beltram, F., Beere, H. E., Linfield, E. H., Davies, A. G., Ritchie, D. A., Iotti, R. C., Rossi, F. (2002). Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417(6885), 156–159. <https://doi.org/10.1038/417156a>
38. Lyakh, A., Maulini, R., Tsekoun, A., Go, R., Pflügl, C., Diehl, L., Wang, Q. J., Capasso, F., Patel, C. K. N. (2009). 3 W continuous-wave room temperature single-facet emission from quantum cascade lasers based on nonresonant extraction design approach. *Applied Physics Letters*, 95(14), 141113. <https://doi.org/10.1063/1.3238263>
39. Wen, B., Ban, D. (2021). High-temperature terahertz quantum cascade lasers. *Progress in Quantum Electronics*, 80, 100363. <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2021.100363>
40. Vitiello, M. S., Tredicucci, A. (2021). Physics and technology of Terahertz quantum cascade lasers. *Advances in Physics: X*, 6(1). <https://doi.org/10.1080/23746149.2021.1893809>

41. Khalatpour, A., Paulsen, A., Deimert, C., Wasilewski, Z. R., Hu, Q. (2020c). High-power portable terahertz laser systems. *Nature Photonics*, 15(1), 16–20. <https://doi.org/10.1038/s41566-020-00707-5>
42. Maekawa, T., Kanaya, H., Suzuki, S., Asada, M. (2014). Frequency increase in terahertz oscillation of resonant tunnelling diode up to 1.55 THz by reduced slot-antenna length. *Electronics Letters*, 50(17), 1214–1216. <https://doi.org/10.1049/el.2014.2362>
43. Maekawa, T., Kanaya, H., Suzuki, S., Asada, M. (2016). Oscillation up to 1.92 THz in resonant tunneling diode by reduced conduction loss. *Applied Physics Express*, 9(2), 024101. <https://doi.org/10.7567/apex.9.024101>
44. Suzuki, S., Shiraishi, M., Shibayama, H., Asada, M. (2013). High-Power operation of terahertz oscillators with resonant tunneling diodes using Impedance-Matched antennas and array configuration. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19(1), 8500108. <https://doi.org/10.1109/jstqe.2012.2215017>
45. Brown, E. R., Söderström, J. R., Parker, C. D., Mahoney, L., Molvar, K., McGill, T. C. (1991). Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 58(20), 2291–2293. <https://doi.org/10.1063/1.104902>
46. Asada, M., Suzuki, S., Kishimoto, N. (2008). Resonant tunneling diodes for Sub-Terahertz and terahertz oscillators. *Japanese Journal of Applied Physics*, 47(6), 4375–4384. <https://doi.org/10.1143/jjap.47.4375>
47. Suzuki, S., Asada, M., Teranishi, A., Sugiyama, H., Yokoyama, H. (2010). Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature. *Applied Physics Letters*, 97(24), 242102. <https://doi.org/10.1063/1.3525834>
48. Izumi, R., Suzuki, S., Asada, M. (2017). 1.98 THz resonant-tunneling-diode oscillator with reduced conduction loss by thick antenna electrode. *42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. <https://doi.org/10.1109/irmmw-thz.2017.8066877>



49. Allford, C. P., Buckle, P. D. (2017). Strain compensated InGaAs/AlAs triple barrier resonant tunneling structures for THz applications. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 7(6), 772–779. <https://doi.org/10.1109/tthz.2017.2758266>
50. Wensorra, J., Indlekofer, K. M., Lepsa, M. I., Förster, A., Lüth, H. (2005). Resonant tunneling in nanocolumns improved by quantum collimation. *Nano Letters*, 5(12), 2470–2475. <https://doi.org/10.1021/nl051781a>
51. Nobrega, R., Raddo, T. R., Duarte, U. R., Glesk, I., Sanches, A. L., Loiola, M. (2020). Performance Analysis of a Nanocolumn-RTD VCO for Emerging THz Wireless Applications. *2020 IEEE Latin-American Conference on Communications (LATINCOM)*. <https://doi.org/10.1109/latincom50620.2020.9282323>
52. Koyama, Y., Sekiguchi, R., Ouchi, T. (2013). Oscillations up to 1.40 THz from Resonant-Tunneling-Diode-Based Oscillators with Integrated Patch Antennas. *Applied Physics Express*, 6(6), 064102. <https://doi.org/10.7567/apex.6.064102>
53. Lee, J., Kim, M., Yang, K. (2016). A 1.52 THz RTD Triple-Push Oscillator With a -Level Output Power. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 6(2), 336–340. <https://doi.org/10.1109/tthz.2015.2509358>
54. Haddad, G., Trew, R. (2002). Microwave solid-state active devices. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50(3), 760–779. <https://doi.org/10.1109/22.989960>
55. Yuan, L., Melloch, M. R., Cooper, J. A., Webb, K. J. (2002). Silicon carbide IMPATT oscillators for high-power microwave and millimeter-wave generation. *Proceedings 2000 IEEE Cornell Conference on High Performance Devices (Cat. No.00CH37122)*. <https://doi.org/10.1109/cornel.2000.902533>
56. Mukherjee, M., Mazumder, N., Goswami, K., Roy, S. K. (2007). An opto-sensitive InP based IMPATT diode for application in terahertz regime. *Physics of Semiconductor Devices (IWPSD)*. <https://doi.org/10.1109/iwpsd.2007.4472530>

57. Mukherjee, M., Mazumder, N. (2007). Optically illuminated 4H-SiC Terahertz IMPATT device. *Egyptian Journal of Solids*, 30(1), 87–101. <https://doi.org/10.21608/ejs.2007.149062>
58. Mukherjee, M., Mazumder, N., Roy, S. K. (2008). Prospects of 4H-SiC Double Drift Region IMPATT device as a Photo-Sensitive High-Power source at 0.7 Terahertz frequency regime. *Active and Passive Electronic Components*, 2008, 1–9. <https://doi.org/10.1155/2008/275357>
59. Mukherjee, M., Banerjee, S., Banerjee, J. P., Vidya, G., Lane, R. (2010). Dynamic Characteristics of III-V and IV-IV Semiconductor Based Transit Time Devices in the Terahertz Regime: A Comparative Analysis. *Terahertz Sci. Technol.*
60. Acharyya, A., Banerjee, J. P. (2012). Prospects of IMPATT devices based on wide bandgap semiconductors as potential terahertz sources. *Applied Nanoscience*, 4(1), 1–14. <https://doi.org/10.1007/s13204-012-0172-y>
61. Bi, X., East, J., Ravaoli, U., Haddad, G. (2008). A Monte Carlo study of Si/SiGe MITATT diodes for terahertz power generation. *Solid-State Electronics*. <https://doi.org/10.1016/j.sse.2007.10.035>
62. Banerjee, S., Mitra, M. (2015). Heterojunction DDR THz IMPATT diodes based on  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  material system. *Journal of Semiconductors*, 36(6), 064002. <https://doi.org/10.1088/1674-4926/36/6/064002>
63. Ishibashi, T., Ohmori, M. (1976). 200-GHz 50-mW CW Oscillation with Silicon SDR IMPATT (Short Papers). *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 24(11), 858–859. <https://doi.org/10.1109/tmmt.1976.1128974>
64. Chang, K., Thrower, W., Hayashibara, G. (1981). Millimeter-Wave silicon IMPATT sources and combiners for the 110-260-GHz range. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 29(12), 1278–1284. <https://doi.org/10.1109/tmmt.1981.1130553>

65. Ino, M., Ishibashi, T., Ohmori, M. (1976). C.W. oscillation with p<sup>+</sup>-p-n<sup>+</sup> silicon IMPATT diodes in 200 GHz and 300 GHz bands. *Electronics Letters*, 12(6), 148. <https://doi.org/10.1049/el:19760115>
66. Eisele, H. (2001). Active Two-Terminal Devices for terahertz power generation by multiplication. In *Springer eBooks* (pp. 69–86). [https://doi.org/10.1007/978-94-010-0824-2\\_5](https://doi.org/10.1007/978-94-010-0824-2_5)
67. Scharfetter, D., Evans, W. J., Johnston, R. (1970). Double-drift-region (p+pnn<sup>+</sup>) avalanche diode oscillators. *Proceedings of the IEEE*, 58(7), 1131–1133. <https://doi.org/10.1109/proc.1970.7858>
68. De Jaeger, J., Kozlowski, R., Salmer, G. (1983). High efficiency GaInAs/InP heterojunction IMPATT diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 30(7), 790–796. <https://doi.org/10.1109/t-ed.1983.21211>
69. Lippens, D., Nieruchalski, J. L., Constant, E. (1985). Multi-layered heterojunction structure for millimeter-wave impatt devices. *Physica*, 134(1–3), 72–76. [https://doi.org/10.1016/0378-4363\(85\)90322-5](https://doi.org/10.1016/0378-4363(85)90322-5)
70. Dogan, N., East, J., Elta, M. E., Haddad, G. (1987). Millimeter-Wave Heterojunction MITATT diodes. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 35(12), 1308–1315. <https://doi.org/10.1109/tmtt.1987.1133853>
71. Kearney, M. J., Couch, N. R., Stephens, J. S., Smith, R. S. (1993). Heterojunction impact avalanche transit-time diodes grown by molecular beam epitaxy. *Semiconductor Science and Technology*, 8(4), 560–567. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/8/4/014>
72. Dash, G. N., Pati, S. P. (1994). Computer-aided studies on the microwave characteristics of InP/GaInAs and GaAs/GaInAs heterostructure single-drift-region impact avalanche transit time diodes. *Journal of Physics D*, 27(8), 1719–1726. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/27/8/021>
73. Dai, Y., Lu, Z., Ye, Q., Dang, J., Zhao, S., Lei, X., Yun, J., Zhao, W., Liu, C. (2021). Study of In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN Homotype Heterojunction IMPATT Diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 68(11), 5469–5475. <https://doi.org/10.1109/ted.2021.3075172>

74. Xiu-Sheng, L., Yang, L., Zhang, X., Ma, X., & Hao, Y. (2019). GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN heterostructure IMPATT diode for D-band applications. *Applied Physics A*, 125(3). <https://doi.org/10.1007/s00339-019-2478-z>
75. Eisele, H. (1998). Active Microwave Diodes. *Modern semiconductor device physics*, 343-407.
76. Sze, S. M., Ng, K. K. (2006). *Physics of semiconductor Devices*. Wiley-Interscience.
77. Eisele, H., Haddad, G. (1998). Efficient power combining with D-band (110-170 GHz) InP Gunn devices in fundamental-mode operation. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 8(1), 24–26. <https://doi.org/10.1109/75.650977>
78. Montes, M., Dunn, G. M., Stephen, A., Khalid, A., Li, C., Cumming, D. R. S., Oxley, C. H., Hopper, R., Kuball, M. (2012). Reduction of impact ionization in GAAS-Based Planar Gunn diodes by Anode Contact Design. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 59(3), 654–660. <https://doi.org/10.1109/ted.2011.2177094>
79. Maricar, M. I., Glover, J., Khalid, A., Li, C., Evans, G. A., Cumming, D. R. S., Oxley, C. H. (2014). An AlGaAs/GaAs-based planar Gunn diode oscillator with a fundamental frequency operation of 120 GHz. *Microwave and Optical Technology Letters*, 56(10), 2449–2451. <https://doi.org/10.1002/mop.28606>
80. Khalid, A., Li, C., Papageorgiou, V., Dunn, G. M., Steer, M. J., Thayne, I., Kuball, M., Oxley, C. H., Bajo, M. M., Stephen, A., Glover, J., Cumming, D. R. S. (2013b). In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As Planar Gunn Diodes Operating at a Fundamental Frequency of 164 GHz. *IEEE Electron Device Letters*, 34(1), 39–41. <https://doi.org/10.1109/led.2012.2224841>
81. Khalid, A., Pilgrim, N. J., Dunn, G. M., Holland, M., Stanley, C., Thayne, I., Cumming, D. R. S. (2007). A Planar Gunn diode operating above 100 GHz. *IEEE Electron Device Letters*, 28(10), 849–851. <https://doi.org/10.1109/led.2007.904218>
82. 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 In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As submicron planar Gunn diode. *Journal of Applied Physics*, 115(11). <https://doi.org/10.1063/1.4868705>

83. Eisele, H. (2006). InP Gunn devices for 400–425 GHz. *Electronics Letters*, 42(6), 358. <https://doi.org/10.1049/el:20060218>

84. Eisele, H. (2009). Third-Harmonic power extraction from InP Gunn devices up to 455 GHz. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 19(6), 416–418. <https://doi.org/10.1109/lmwc.2009.2020044>

85. Eisele, H. (2010). 480 GHz oscillator with an InP Gunn device. *Electronics Letters*, 46(6), 422. <https://doi.org/10.1049/el.2010.3362>

86. Eisele, H., Rydberg, A., Haddad, G. (2000). Recent advances in the performance of InP Gunn devices and GaAs TUNNETT diodes for the 100-300-GHz frequency range and above. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 48(4), 626–631. <https://doi.org/10.1109/22.841952>

87. Couch, N. R., Kelly, M. J., Spooner, H., Kerr, T. M. (1989). Hot electron injection in millimeter wave Gunn diodes. *Solid-State Electronics*, 32(12), 1685–1688. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(89\)90295-5](https://doi.org/10.1016/0038-1101(89)90295-5)

88. Storozhenko, I. P., Kaydash, M. V. (2018). Gunn Diodes Based on Graded InGaP-InPAs. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 10(4), 04014–04016. [https://doi.org/10.21272/jnep.10\(4\).04014](https://doi.org/10.21272/jnep.10(4).04014)

89. Storozhenko, I. P., Kaydash, M. V. (2016). AlGaInAs graded-dap Gunn diode. *Радиофизика И Электроника*, 21(3), 52–57. <https://doi.org/10.15407/rej2016.03.052>

90. Storozhenko, I. P. (2020). Gunn diodes based on graded-gap GaInPAs. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 12(1), 01015–01019. [https://doi.org/10.21272/jnep.12\(1\).01015](https://doi.org/10.21272/jnep.12(1).01015)

91. Storozhenko, I. P., Sanin, S. (2022). Advanced micron sized gunn diode based on Graded-Gap GaPAs – GaInAs. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 14(1), 01027–5. [https://doi.org/10.21272/jnep.14\(1\).01027](https://doi.org/10.21272/jnep.14(1).01027)

92. Storozhenko, I. P., Kaydash, M. V., Yaroshenko, O. (2018). The Study of Harmonic-Mode Operation of Transfer Electron Devices on Based Graded-Gap Semiconductors. *2018 IEEE 17th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET)*. <https://doi.org/10.1109/mmet.2018.8460236>
93. Storozhenko, I. P. (2008). Initiation and Drift of the Space-Charge Waves in Devices Based on Variband  $\text{GaP}_{x(z)}\text{As}_{1-x(z)}$  with the Intervalley Electron Transport. *Telecommunications and Radio Engineering*, 67(10), 881–894. <https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v67.i10.40>
94. Storozhenko, I. P. (2007). Frequency characteristics of diodes with intervalley electron transfer that are based on variband  $\text{In}_{x(z)}\text{Ga}_{1-x(z)}\text{As}$  with various cathode contacts. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 52(10), 1158–1164. <https://doi.org/10.1134/s1064226907100130>
95. Storozhenko, I. P. (2007).  $\text{InP}_{1-x(z)}\text{As}_{x(z)}$  Variband Gunn Diodes with Different Cathode Contacts. *Telecommunications and Radio Engineering*, 66(19), 1775–1790. <https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v66.i19.70>
96. Storozhenko, I. P., Arkusha, Y. V., Prokhorov, E. D. (2008). Energy and Frequency Characteristics of GaAs Gunn Diodes with  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  and  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  Cathodes. *Telecommunications and Radio Engineering*, 67(8), 739–749. <https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v67.i8.70>
97. Storozhenko, I. P., Zhivotova, E. N. (2011). Resonance Frequency Of Gunn Diodes On The Basis Of AlGaAs, GaPAs And GaSbAs Graded Gap Semiconductors. *Telecommunications and Radio Engineering*. <https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v70.i14.80>
98. Garcia, S. B., Pérez, S., Íñiguez-De-La-Torre, I., Matéos, J., González, T. (2014). Comparative Monte Carlo analysis of InP- and GaN-based Gunn diodes. *Journal of Applied Physics*, 115(4). <https://doi.org/10.1063/1.4863399>
99. Storozhenko, I. P., Prokhorov, E. D., Боцула, О. В. (2009). Resonant-Tunneling Cathode For A Gunn Diode. *Telecommunications and Radio Engineering*, 68(5), 385–398. <https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v68.i5.20>

100. Nishizawa, J., Kurabayashi, T., Plotka, P., Makabe, H. (2006). Development of TUNNETT Diode as Terahertz Device and Its Applications. *Device Research Conference*. <https://doi.org/10.1109/drc.2006.305053>
101. Eisele, H. (2005). 355 GHz oscillator with GaAs TUNNETT diode. *Electronics Letters*, 41(6), 329. <https://doi.org/10.1049/el:20058165>
102. Voinigescu, S., Tomkins, A., Dacquay, E., Chevalier, P., Hasch, J., Chantre, A., Sautreuil, B. (2013). A study of SIGE HBT signal sources in the 220–330-GHz range. *IEEE Journal of Solid-state Circuits*, 48(9), 2011–2021. <https://doi.org/10.1109/jssc.2013.2265494>
103. Ahmed, F., Furqan, M., Heinemann, B., Stelzer, A. (2018). 0.3-THz SiGe-Based High-Efficiency Push–Push VCOs With > 1-mW Peak Output Power Employing Common-Mode Impedance Enhancement. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 66(3), 1384–1398. <https://doi.org/10.1109/tmmt.2017.2767593>
104. Han, R., Jiang, C., Mostajeran, A., Emadi, M. J., Aghasi, H., Sherry, H., Cathelin, A., Afshari, E. (2015). A SIGE terahertz heterodyne imaging transmitter with 3.3 mW radiated power and Fully-Integrated Phase-Locked loop. *IEEE Journal of Solid-state Circuits*, 50(12), 2935–2947. <https://doi.org/10.1109/jssc.2015.2471847>
105. Jalili, H., Momeni, O. (2016). A 0.34-THz varactor-less scalable standing wave radiator array with 5.9% tuning range in 130nm BiCMOS. *2016 IEEE Radio Frequency Integrated Circuits Symposium (RFIC)*. <https://doi.org/10.1109/rfic.2016.7508281>
106. Hillger, P., Grzyb, J., Malz, S., Heinemann, B., Pfeiffer, U. R. (2017). A lens-integrated 430 GHz SiGe HBT source with up to –6.3 dBm radiated power. *2017 IEEE Radio Frequency Integrated Circuits Symposium (RFIC)*. <https://doi.org/10.1109/rfic.2017.7969042>
107. Hillger, P., Grzyb, J., Lachner, R., Pfeiffer, U. R. (2015). An antenna-coupled 0.49 THz SiGe HBT source for active illumination in terahertz imaging

applications. 2015 *10th European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*. <https://doi.org/10.1109/eumic.2015.7345098>

108. Hu, Z., Kaynak, M., Han, R. (2018). High-Power radiation at 1 THz in silicon: a fully scalable array using a Multi-Functional radiating mesh structure. *IEEE Journal of Solid-state Circuits*, 53(5), 1313–1327. <https://doi.org/10.1109/jssc.2017.2786682>

109. Pfeiffer, U. R., Zhao, Y., Grzyb, J., Hadi, R. A., Sarmah, N., Förster, W., Rücker, H., Heinemann, B. (2014). A 0.53 THz Reconfigurable Source Module With Up to 1 mW Radiated Power for Diffuse Illumination in Terahertz Imaging Applications. *IEEE Journal of Solid-state Circuits*, 49(12), 2938–2950. <https://doi.org/10.1109/jssc.2014.2358570>

110. Hossain, M., Weimann, N., Brahem, M., Ostinelli, O., Bolognesi, C. R., Heinrich, W., Krozer, V. (2019). A 0.5 THz Signal Source with -11 dBm Peak Output Power Based on InP DHBT. *2019 49th European Microwave Conference (EuMC)*. <https://doi.org/10.23919/eumc.2019.8910876>

111. Kim, D., Jeon, S. (2019). A WR-3 band Fundamental Voltage-Controlled oscillator with a wide frequency tuning range and high output power. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 67(7), 2759–2768. <https://doi.org/10.1109/tmtt.2019.2916836>

112. Yun, J., Yoon, D., Kim, H., Rieh, J. S. (2014). 300-GHz INP HBT oscillators based on Common-Base Cross-Coupled topology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 62(12), 3053–3064. <https://doi.org/10.1109/tmtt.2014.2364608>

113. Yoon, D., Yun, J., Rieh, J. (2015). A 310–340-GHz Coupled-Line Voltage-Controlled Oscillator Based on 0.25-um InP HBT Technology. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 5(4), 652–654. <https://doi.org/10.1109/tthz.2015.2443432>

114. Yun, J., Kim, J., Yoon, D., Rieh, J. (2017). 645-GHz InP heterojunction bipolar transistor harmonic oscillator. *Electronics Letters*, 53(22), 1475–1477. <https://doi.org/10.1049/el.2017.2615>



115. Trew, R. (2005). High-Frequency Solid-State electronic devices. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 52(5), 638–649. <https://doi.org/10.1109/ted.2005.845862>
116. Eisele, H., Naftaly, M., Kamoua, R. (2005). Generation of Submillimeter-Wave Radiation with GaAs Tunnel Diodes and InP Gunn Devices in a Second or Higher Harmonic Mode. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 26(1), 1–14. <https://doi.org/10.1007/s10762-004-2027-4>
117. Büttiker, M., & Landauer, R. (1986). Traversal time for tunneling. *IBM Journal of Research and Development*, 30(5), 451–454. <https://doi.org/10.1147/rd.305.0451>
118. Balocco, C., Kasjoo, S. R., Zhang, L., Alimi, Y., Song, A. (2011). Low-frequency noise of unipolar nanorectifiers. *Applied Physics Letters*. <https://doi.org/10.1063/1.3636437>
119. Iniguez-De-La-Torre, A., Iniguez-De-La-Torre, I., Mateos, J., Gonzalez, T., Sangare, P., Faucher, M., Grimbert, B., Brandli, V., Ducournau, G., Gaquiere, C. (2012). Searching for THz Gunn oscillations in GaN planar nanodiodes. *Journal of Applied Physics*, 111(11), 113705. <https://doi.org/10.1063/1.4724350>
120. Song, A., Missous, M., Omling, P., Peaker, A. R., Samuelson, L., Seifert, W. (2003). Unidirectional electron flow in a nanometer-scale semiconductor channel: A self-switching device. *Applied Physics Letters*, 83(9), 1881–1883. <https://doi.org/10.1063/1.1606881>
121. Farhi, G., Saracco, E., Beerens, J., Morris, D. L., Charlebois, S. A., Raskin, J. (2007). Electrical characteristics and simulations of self-switching-diodes in SOI technology. *Solid-State Electronics*, 51(9), 1245–1249. <https://doi.org/10.1016/j.sse.2007.07.013>
122. Mateos, J., Song, A., Vasallo, B. G., Pardo, D., & Gonzalez, T. (2005). THz operation of self-switching nano-diodes and nano-transistors. *Proceedings of SPIE*. <https://doi.org/10.1117/12.609126>

123. Zakaria, N. F., Kasjoo, S. R., Zailan, Z., Isa, M. H., Taking, S., & Arshad, M. K. M. (2017). Permittivity and temperature effects on rectification performance of self-switching diodes with different geometrical structures using two-dimensional device simulator. *Solid-State Electronics*. <https://doi.org/10.1016/j.sse.2017.07.002>
124. Zailan, Z., Kasjoo, S. R., Zakaria, N. A., Isa, M. M., Arshad, M. R., & Taking, S. (2016). Rectification performance of self-switching diodes in silicon substrate using device simulator. *International Conference on Electronic Design*. <https://doi.org/10.1109/iced.2016.7804671>
125. Zailan, Z., Zakaria, N. A., Isa, M. M., Taking, S., Arshad, M. R., & Kasjoo, S. R. (2016). Characterization of self-switching diodes as microwave rectifiers using ATLAS simulator. *International Symposium on Next-Generation Electronics*. <https://doi.org/10.1109/isne.2016.7543286>
126. Soga, I., Komuro, A., & Tsuboi, O. (2012). Rectifying characteristics of thin film self-switching devices with ZnO deposited by atomic layer deposition. *Electronics Letters*. <https://doi.org/10.1049/el.2012.1073>
127. Iniguez-De-La-Torre, I., Rodilla, H., Mateos, J., Pardo, D., Song, A., & Gonzalez, T. (2009). Terahertz tunable detection in self-switching diodes based on high mobility semiconductors: InGaAs, InAs and InSb. *Journal of Physics*, 193, 012082. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/193/1/012082>
128. Farhi, G., Morris, D. L., Charlebois, S. A., & Raskin, J. (2011). The impact of etched trenches geometry and dielectric material on the electrical behaviour of silicon-on-insulator self-switching diodes. *Nanotechnology*, 22(43), 435203. <https://doi.org/10.1088/0957-4484/22/43/435203>
129. Garg, S. K., Garg, A. N., Bansal, S., Chaudhary, A., Singh, A. K., Kasjoo, S. R. (2016). Effect of filling dielectric in etched trenches of novel unipolar nanodiode. *International Conference on Microelectronics, Computing and Communications*. <https://doi.org/10.1109/microcom.2016.7522531>
130. Zailan, Z., Kasjoo, S. R., Zakaria, N. A., Isa, M. M., Arshad, M. R., Taking, S. (2016b). Rectification performance of self-switching diodes in silicon

substrate using device simulator. *International Conference on Electronic Design*.  
<https://doi.org/10.1109/iced.2016.7804671>

131. Zakaria, N. F., Zailan, Z., Isa, M. H., Taking, S., Arshad, M. K. M., Kasjoo, S. R. (2016). Permittivity and temperature effects to rectification performance of self-switching device using two-dimensional simulation. *International Symposium on Next-Generation Electronics*.  
<https://doi.org/10.1109/isne.2016.7543287>

132. Xu, K., Lu, X. F., Song, A., Wang, G. (2008). Enhanced terahertz detection by localized surface plasma oscillations in a nanoscale unipolar diode. *Journal of Applied Physics*, 103(11), 113708. <https://doi.org/10.1063/1.2937175>

133. Balocco, C., Kasjoo, S. R., Lu, X., Zhang, L., Alimi, Y., Winnerl, S., Song, A. (2011). Room-temperature operation of a unipolar nanodiode at terahertz frequencies. *Applied Physics Letters*, 98(22), 223501.  
<https://doi.org/10.1063/1.3595414>

134. Balocco, C., Song, A., Åberg, M., Forchel, A., Gonzalez, T., Mateos, J., Maximov, I., Missous, M., Rezazadeh, A. A., Saijets, J., Samuelson, L., Wallin, D., Williams, K. A., Worschech, L., Xu, H. (2005). Microwave Detection at 110 GHz by Nanowires with Broken Symmetry. *Nano Letters*, 5(7), 1423–1427.  
<https://doi.org/10.1021/nl050779g>

135. Westlund, A., Sangare, P., Ducournau, G., Nilsson, P. M., Gaquiere, C., Desplanque, L., Wallart, X., Grahn, J. (2013). Terahertz detection in zero-bias InAs self-switching diodes at room temperature. *Applied Physics Letters*, 103(13), 133504. <https://doi.org/10.1063/1.4821949>

136. Xu, K., Wang, G., Song, A. (2008). Gunn oscillations in a self-switching nanodiode. *Applied Physics Letters*, 93(23), 233506.  
<https://doi.org/10.1063/1.3042268>

137. Xu, K., Wang, Y., Wang, Z., Xiong, J., Wang, G. (2013). THz Oscillations in a GaN Based Planar Nano-Device. *Journal of Computer and Communications*, 01(07), 50–53. <https://doi.org/10.4236/jcc.2013.17012>

138. Friscourt, Rolland, P., Cappy, A., Constant, E., Salmer, G. (1983). Theoretical contribution to the design of millimeter-wave TEO's. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 30(3), 223–229. <https://doi.org/10.1109/t-ed.1983.21104>
139. Pilgrim, N. J., Khalid, A., Dunn, G. M., Cumming, D. R. S. (2008). Gunn oscillations in planar heterostructure diodes. *Semiconductor Science and Technology*, 23(7), 075013. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/23/7/075013>
140. Maricar, M. I., Khalid, A., Dunn, G., Cumming, D., Oxley, C. H. (2014). Experimentally estimated dead space for GaAs and InP based planar Gunn diodes. *Semiconductor Science and Technology*, 30(1), 012001. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/30/1/012001>
141. Shur, M. S. (1987). GaAs Devices and circuits. In *Springer eBooks*. <https://doi.org/10.1007/978-1-4899-1989-2>
142. Papageorgiou, V., Khalid, A., Li, C., Cumming, D. R. S. (2014). Cofabrication of Planar Gunn Diode and HEMT on InP Substrate. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 61(8), 2779–2784. <https://doi.org/10.1109/ted.2014.2331368>
143. Li, C., Khalid, A. N., Pilgrim, N. J., Holland, M. C., Dunn, G. H., Cumming, D. R. S. (2009). Novel planar Gunn diode operating in fundamental mode up to 158 GHz. *Journal of Physics*, 193, 012029. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/193/1/012029>
144. Khalid, A. N., Li, C., Papageorgiou, V. G., Pilgrim, N. J., Dunn, G. H., Cumming, D. R. S. (2013). A 218-GHz second-harmonic multiquantum well GaAs-based planar Gunn diodes. *Microwave and Optical Technology Letters*. <https://doi.org/10.1002/mop.27393>
145. Papageorgiou, V., Khalid, A., Li, C., Cumming, D. R. S. (2016). Cofabrication of Planar Gunn Diode and HEMT on InP Substrate. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 61(8), 2779–2784. <https://doi.org/10.1109/ted.2014.2331368>

146. Li, C., Khalid, A., Caldwell, S. H. P., Holland, M., Dunn, G. M., Thayne, I., Cumming, D. R. S. (2011). Design, fabrication and characterization of In<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As-channel planar Gunn diodes for millimeter wave applications. *Solid-State Electronics*, 64(1), 67–72. <https://doi.org/10.1016/j.sse.2011.07.008>
147. Khalid, A., Thoms, S., Macintyre, D., Thayne, I., Cumming, D. R. S. (2014). Fabrication of submicron planar Gunn diode. 26th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM). <https://doi.org/10.1109/iciprm.2014.6880542>
148. Maricar, M. I., Khalid, A., Cumming, D. R. S., & Oxley, C. H. (2016). Extraction of second harmonic from an InP based planar Gunn diode using diamond resonator for milli-metric wave frequencies. *Solid-State Electronics*, 116, 104–106. <https://doi.org/10.1016/j.sse.2015.12.001>
149. Sekido, K., Takeuchi, T., Hasegawa, F., Kikuchi, S. (1969). CW oscillations in GaAs planar-type bulk diodes. *Proceedings of the IEEE*, 57(5), 815–816. <https://doi.org/10.1109/proc.1969.7092>
150. Thim, H., Kurokawa, K. (1969). Quenched Bulk GaAs Oscillators with Doping Gradients. *Journal of Applied Physics*, 40(2), 904–906. <https://doi.org/10.1063/1.1657492>
151. Li, C., Khalid, A., Lok, L. B., Pilgrim, N. J., Holland, M., Dunn, G. M., Cumming, D. R. S. (2010). An In<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As-based pHEMT-like planar Gunn diode operating at 116 GHz. *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. <https://doi.org/10.1109/icimw.2010.5612507>
152. Pérez, S., González, T., Pardo, D., Matéos, J. (2008). Terahertz Gunn-like oscillations in InGaAs/InAlAs planar diodes. *Journal of Applied Physics*, 103(9). <https://doi.org/10.1063/1.2917246>
153. Matéos, J., González, T., Pardo, D., Hoel, V., Happy, H., Cappy, A. (2000). Improved Monte Carlo algorithm for the simulation of  $\delta$ -doped AlInAs/GaInAs HEMTs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 47(1), 250–253. <https://doi.org/10.1109/16.817592>

154. Eisele, H., Kamoua, R. (2004). Submillimeter-Wave INP Gunn devices. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52(10), 2371–2378. <https://doi.org/10.1109/tmtt.2004.835974>
155. Jacoboni, C., Reggiani, L. (1983). The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials. *Reviews of Modern Physics*, 55(3), 645–705. <https://doi.org/10.1103/revmodphys.55.645>
156. Vasileska, D., Mamaluy, D., Khan, H. R., Raleva, K., Goodnick, S. M. (2008). Semiconductor Device Modeling. *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*, 5(6), 999–1030. <https://doi.org/10.1166/jctn.2008.2538>
157. Lundstrom, M. (2000). *Fundamentals of Carrier Transport*. <https://doi.org/10.1017/cbo9780511618611>
158. Nederveen, K. (1989). Ensemble Monte Carlo simulation of electron transport in AlGaAs/GaAs heterostructures. *PhDT*. <https://doi.org/10.6100/ir318607>
159. Vurgaftman, I., Meyer, J. R., Ram-Mohan, L. R. (2001). Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89(11), 5815–5875. <https://doi.org/10.1063/1.1368156>
160. Hockney, R., Eastwood, J. (1988). *Computer simulation using particles*. CRC Press.
161. Littlejohn, M. A., Hauser, J. R., Glisson, T. H., Ferry, D. K., Harrison, J. W. (1978). Alloy scattering and high field transport in ternary and quaternary III–V semiconductors. *Solid-state Electronics*, 21(1), 107–114. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(78\)90123-5](https://doi.org/10.1016/0038-1101(78)90123-5)
162. Harrison, J. W., Hauser, J. R. (1976). Alloy scattering in ternary III-V compounds. *Physical Review*, 13(12), 5347–5350. <https://doi.org/10.1103/physrevb.13.5347>
163. Nederveen, K. (1989). Ensemble Monte Carlo simulation of electron transport in AlGaAs/GaAs heterostructures. *PhDT*. <https://doi.org/10.6100/ir318607>

164. Willardson, R. K., Beer, A. C. (1967). *Semiconductors and Semimetals*. Elsevier Gezondheidszorg
165. Joppich, W., Mijalković, S. (1995). Multigrid methods for process simulation. *Microelectronics Journal*, 26(2–3), xxvii–xxviii. [https://doi.org/10.1016/0026-2692\(95\)90020-9](https://doi.org/10.1016/0026-2692(95)90020-9)
166. Patil, M., Ravaioli, U. (1991). Transient simulation of semiconductor devices using the Monte-Carlo method. *Solid-State Electronics*, 34(10), 1029–1034. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(91\)90097-i](https://doi.org/10.1016/0038-1101(91)90097-i)
167. Birdsall, C., Fuss, D. (1969). Clouds-in-clouds, clouds-in-cells physics for many-body plasma simulation. *Journal of Computational Physics*, 3(4), 494–511. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(69\)90058-8](https://doi.org/10.1016/0021-9991(69)90058-8)
168. Parter, S. V. (1988). Estimates for multigrid methods based on red-black Gauss-Seidel smoothings. *Numerische Mathematik*, 52(6), 701–723. <https://doi.org/10.1007/bf01395819>
169. Patil, M. D., Ravaioli, U. (1991). Transient simulation of semiconductor devices using the Monte-Carlo method. *Solid-state Electronics*, 34(10), 1029–1034. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(91\)90097-i](https://doi.org/10.1016/0038-1101(91)90097-i)
170. Požela, J., Reklaitis, A. (1980). Electron transport properties in GaAs at high electric fields. *Solid-State Electronics*, 23(9), 927–933. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(80\)90057-x](https://doi.org/10.1016/0038-1101(80)90057-x)
171. Karishy, S., Ziadé, P., Sabatini, G., Marinchio, H., Palermo, C., Varani, L., Mateos, J., Gonzalez, T. (2016). Review of electron transport properties in bulk InGaAs and InAs at room temperature. *Lithuanian Journal of Physics*, 55(4). <https://doi.org/10.3952/physics.v55i4.3228>
172. Fischetti, M. V. (1991). Monte Carlo simulation of transport in technologically significant semiconductors of the diamond and zinc-blende structures. I. Homogeneous transport. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 38(3), 634–649. <https://doi.org/10.1109/16.75176>
173. Maloney, T. J., Frey, J. (1997). Transient and steady-state electron transport properties of GaAs and InP. *Journal of Applied Physics*, 48(2), 781–787.

<https://doi.org/10.1063/1.323670>

174. González, T., Pérez, J. E. V., Conde, P., Collantes, D. P. (1992). Electron transport in InP under high electric field conditions. *Semiconductor Science and Technology*, 7(1), 31–36. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/7/1/006>

175. Nagatsuma, T., Horiguchi, S., Minamikata, Y., Yoshimizu, Y., Hisatake, S., Kuwano, S., Yoshimoto, N., Tanida, J., Takahashi, H. (2013). Terahertz wireless communications based on photonics technologies. *Optics Express*, 21(20), 23736. <https://doi.org/10.1364/oe.21.023736>

176. Боцула, О. В., Приходько, К. Г., Шевченко, О. Р. (2017). Частотні можливості варизонних структур з ударною іонізацією на основі GaInAs. *Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка»*, (27), 85-89

177. Marshall, A., Ker, P. J., Krysa, A. B., David, J., Tan, C. H. (2011). High speed InAs electron avalanche photodiodes overcome the conventional gain-bandwidth product limit. *Optics Express*, 19(23), 23341. <https://doi.org/10.1364/oe.19.023341>

178. Brennan, K. F., Mansour, N. S. (1991). Monte Carlo calculation of electron impact ionization in bulk InAs and HgCdTe. *Journal of Applied Physics*, 69(11), 7844–7847. <https://doi.org/10.1063/1.347516>

179. Levinshteĭn, M. E., Kostamovaara, J., Vainshtein, S. N. (2005). Breakdown Phenomena in Semiconductors and Semiconductor Devices. *Selected Topics in Electornics and Systems*. <https://doi.org/10.1142/5877>

180. Owens, J., Kino, G. S. (1971). Experimental studies of gunn domains and avalanching. *Journal of Applied Physics*, 42(12), 5019–5028. <https://doi.org/10.1063/1.1659887>

181. Гельмонт, Б. Л., Шур. (1973). Характерний час порушення когерентності ганівських коливань в умовах ударної іонізації. *Фізика Та Техніка Нанівпровідників*.

182. Kaneda, T., Takanashi, H. (1973). Avalanche Built-Up Time of the Germanium Avalanche Photodiode. *Japanese Journal of Applied Physics*.



<https://doi.org/10.1143/jjap.12.1091>

183. Приходько, К. (2021). *Активні напівпровідникові елементи для генерації в терагерцовому діапазоні* [Дис. канд. фіз.-мат. наук, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна]. [https://rbees.karazin.ua/wp-content/uploads/2018/dis/dis\\_Prykhodko.pdf](https://rbees.karazin.ua/wp-content/uploads/2018/dis/dis_Prykhodko.pdf)

184. Shur, M. S. (1996). Handbook Series on Semiconductor Parameters. *World Scientific*.

185. Feiginov, M. (2019). Frequency Limitations of Resonant-Tunnelling Diodes in Sub-THz and THz Oscillators and Detectors. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 40(4), 365–394. <https://doi.org/10.1007/s10762-019-00573-5>

186. Botsula O.V., Prokhorov, E. D. (2003). Joint operation of Two-Level resonant tunnelling and gunn diodes. *Telecommunications and Radio Engineering*, 60(5–6), 140–147. <https://doi.org/10.1615/telecomradeng.v60.i56.170>

187. E. D. Prokhorov, O. V. Botsula O. A. Reutina (2013). Generation efficiency of planar n+-n-n+ diode with tunnel boundaries. *2013 23rd International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology"*, pp. 139-140

188. Mathews, R., Sage, J., Sollner, T. C. L. G., Calawa, S., Chen, C., Mahoney, L., Maki, P. A., Molvar, K. (1999). A new RTD-FET logic family. *Proceedings of the IEEE*, 87(4), 596–605. <https://doi.org/10.1109/5.752517>

189. Verreck, D., Groeseneken, G., Verhulst, A. S. (2016). The Tunnel Field-Effect transistor. *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering*, 1–24. <https://doi.org/10.1002/047134608x.w8333>

190. Medina-Bailón, C., Sampedro, C., Padilla, J., Gamiz, F., Godoy, A., Donetti, L. (2016). Multi-subband ensemble Monte Carlo study of band-to-band tunneling in silicon-based TFETs. *2016 International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)*. <https://doi.org/10.1109/sispad.2016.7605195>

191. Ferry, D. K., Knezevic, I., Ramey, S., Shifren, L. (2003) Nonequilibrium transport in nanoscale semiconductor devices. *Progress in*

[https://doi.org/10.1142/9789812705129\\_0012](https://doi.org/10.1142/9789812705129_0012)

192. Sollner, T. S. L. G., Braun, E. R., Lee, H. (1987). Microwave and Millimeter-Wave Resonant-Tunneling Devices. *The Lincoln Laboratory Journal*, 1(1)

193. Іващенко, В. М., Мітін, В. В. (1990). *Моделювання кінетичних явищ у напівпровідниках. Метод Монте-Карло.*

194. Adachi, S. (1985). GaAs, AlAs, and Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As: Material parameters for use in research and device applications. *Journal of Applied Physics*, 58(3), R1–R29. <https://doi.org/10.1063/1.336070>

195. Adachi, S. (2009). *Properties of semiconductor alloys: Group-IV, III-V and II-VI semiconductors.*

196. Levinshtein, M. E., Rumyantsev, S., Shur, M. S. (1996). Handbook Series on Semiconductor Parameters. In *World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. eBooks*. <https://doi.org/10.1142/9789812832078>

**ДОДАТОК А**  
**СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ**

**СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗОЗУЛІ ВАЛЕРІЯ**  
**ОЛЕКСАНДРОВИЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ**

**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації у фахових виданнях України:**

1. Приходько, К. Г., Боцула, О. В., Зозуля, В. О. (2021). Особливості розвитку ударної іонізації в напівпровідникових сполуках InGaN та InAlN. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка», (34), 19-28. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2021-34-03>.

*(Особистий внесок здобувача: брав участь у постановці задачі, брав участь у обговоренні та аналізі результатів, брав участь у верифікації отриманих результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, брав участь у оформленні статті)*

**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації у періодичних наукових виданнях держав, які входять до міжнародних наукометричних баз Scopus:**

2. Botsula, O. V., Zozulia, V. O., Prykhodko, K. H. (2023). Planar n<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> Diode with Active Side Boundary on InP Substrate. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 15(1), 01011–01014. [https://doi.org/10.21272/jnep.15\(1\).01011](https://doi.org/10.21272/jnep.15(1).01011) (Scopus)

*(Особистий внесок здобувача: пошук та верифікація параметрів сполук для моделювання, проведення розрахунків статичних характеристик приладу, проведення розрахунків для отримання генераторної характеристики приладу, обробка отриманих даних, обговорення та аналіз результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, оформлення статті)*

3. Botsula, O., Zozulia, V. (2021). Energy and Frequency Properties of Planar n<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> Diodes with Active Side Boundary. *Journal Of Nano- And Electronic*

*Physics*, 13(6), 06028-1-06028-4. [https://doi.org/10,21272/jnep.13\(6\).06028](https://doi.org/10,21272/jnep.13(6).06028) (Scopus)

(Особистий внесок здобувача: брав участь у постановці задачі, проведення розрахунків статичних характеристик приладу, проведення розрахунків для отримання генераторної характеристики приладу, брав участь у обговоренні та аналізі результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, брав участь у оформленні статті)

4. Botsula, O., Zozulia, V. (2020). Generation of THz Oscillations by Diodes with Resonant Tunneling Boundaries. *Journal Of Nano- And Electronic Physics*, 12(6), 06037-1-06037-4. [https://doi.org/10,21272/jnep.12\(6\).06037](https://doi.org/10,21272/jnep.12(6).06037) (Scopus)

(Особистий внесок здобувача: брав участь у постановці задачі, програмна реалізація рішення самоузгодженої системи диференційних рівнянь Пуассона та Шредингера для резонансно-тунельної структури, проведення розрахунків статичних характеристик приладу, проведення розрахунків для отримання генераторної характеристики приладу, брав участь у обговоренні та аналізі результатів, брав участь у верифікації отриманих результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, брав участь у оформленні статті)

5. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2019). InGaAs-based Graded Gap Active Elements with Static Cathode Domain for Terahertz Range. *Journal Of Nano- And Electronic Physics*, 11(1), 01006-1-01006-5. [https://doi.org/10,21272/jnep.11\(1\).01006](https://doi.org/10,21272/jnep.11(1).01006) (Scopus)

(Особистий внесок здобувача: брав участь у постановці задачі, брав участь у обговоренні та аналізі результатів, брав участь у верифікації отриманих результатів, підготовка матеріалів та ілюстрацій, брав участь у оформленні статті)

#### **Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:**

6. Zozulia, V. O., Боцула, О. В., Prykhodko, K. H., Sanin, S., Katrich, G., Fedosova, S. (2022). Planar GaAs-InGaAs Heterostructure For Generation In Long Wave Part Of Terahertz Range. *2022 IEEE 3rd KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek)*. <https://doi.org/10.1109/khpiweek57572.2022.9916337>

*(Особистий внесок здобувача: приймав участь у постановці та обґрунтуванні задачі, проводив розрахунки статичних та динамічних характеристик приладу, участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу)*

7. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2021). Impact Ionization in Graded Gap Transferred Electron Diode. *2021 IEEE 3Rd Ukraine Conference On Electrical And Computer Engineering (UKRCON)*.

<https://doi.org/10,1109/ukrcon53503.2021.9575748>

*(Особистий внесок здобувача: участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез).*

8. Botsula, O., and Zozulia, V. (2020). Operation Principle and Simulation of Planar Diode with Tunnel n-p-n Border. *2020 IEEE Microwave Theory And Techniques In Wireless Communications (MTTW)*.

<https://doi.org/10,1109/mttw51045.2020,9245041>

*(Особистий внесок здобувача: приймав участь у постановці та обґрунтуванні задачі, приймав участь у розробці програмної реалізації алгоритму транспорту носіїв заряду через тунельну межу, проводив розрахунки статичних та динамічних характеристик приладу, участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу)*

Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2019). Diodes with Lateral n+-n -Border. *2019 IEEE 2Nd Ukraine Conference On Electrical And Computer Engineering (UKRCON)*. <https://doi.org/10,1109/ukrcon.2019.8879884>

*(Особистий внесок здобувача: приймав участь у постановці та обґрунтуванні задачі, проводив розрахунки статичних та динамічних характеристик приладу, участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу)*

9. Botsula, O., Prykhodko, K., Zozulia, V. (2018). Monte Carlo Modeling of the Diodes with Lateral Resonant Tunneling Border. *2018 9Th International Conference On Ultrawideband And Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS)*.

<https://doi.org/10,1109/uwbusis.2018.8520067>

*(Особистий внесок здобувача: приймав участь у постановці та обґрунтуванні задачі, приймав участь у розробці програмної реалізації алгоритму транспорту носіїв заряду через резонансно-тунельну межу та у програмній реалізації чисельного рішення системи диференціальних рівнянь Пуассона та Шредінгера для резонансно-тунельної структури, проводив розрахунки статичних та динамічних характеристик приладу, участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу)*

10. Prykhodko, K., Zozulia, V., Botsula, O. (2017). Graded band gap InGaAs diodes for terahertz applications. *2017 IEEE International Young Scientists Forum On Applied Physics And Engineering (YSF)*. <https://doi.org/10.1109/ysf.2017.8126637>

*(Особистий внесок здобувача: участь у створенні програм для обробки даних, проведення розрахунків, підготовка тез для публікації)*

**Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:**

11. Боцула О. В., Зозуля В. О. (2022). *Планарний діод для генерації в терагерцовому діапазоні* (Патент України на корисну модель, № 150188), Національний Орган Інтелектуальної Власності Державне Підприємство "Український Інститут Інтелектуальної Власності". <https://sis.ukrpatent.org/uk/search/detail/1673142/>.

*(Особистий внесок здобувача: пошук та аналіз аналогів, складання формули винаходу).*

12. Боцула О. В., Зозуля В. О. (2022). *Планарний діодний активний елемент для широкосмугової генерації в довгохвильовій частині терагерцового діапазону* (Патент України на корисну модель, № 151652), Національний Орган Інтелектуальної Власності Державне Підприємство "Український Інститут Інтелектуальної Власності". <https://sis.ukrpatent.org/uk/search/detail/1703072/>.

*(Особистий внесок здобувача: пошук та аналіз аналогів, складання формули винаходу).*

**ДОДАТОК Б**  
**ПАРАМЕТРИ НАПІВПРОВІДНИКІВ ВИКОРИСТАНИХ ПРИ**  
**МОДЕЛЮВАННІ**

*Таблиця Б*

**Параметри напівпровідників використаних при моделюванні**

Параметр		GaAs	AlAs	InP	InAs	
Стала решітки, Å		5,65325 [159]	5,66139 [195]	5,868 [193]	6,0583 [159]	
Густина, кг/м <sup>3</sup>		5317,49 [195]	3730,16 [195]	5,868 [193]	5680[172]	
Низькочастотна діелектрична стала		12,90 [193]	10,06 [196]	12,61 [172]	15,1 [172]	
Високочастотна діелектрична стала		10,89 [193]	8,16 [196]	9,61 [196]	12,3 [172]	
Швидкість звуку, м/с		5240 [158]	5820[158]	5130 [172]	4280 [172]	
Енергетичні мінімуми долин, еВ при $T=0K$	Г	1,519 [159]	3,099 [159]	1,4236 [159]	0,417 [159]	
	L	1,815 [159]	2,46 [159]	2,014 [159]	1,133 [159]	
	X	1,981 [159]	2,24 [159]	2,384 [159]	1,433 [159]	
$\alpha \cdot 10^{-3}$ , еВ/К	Г	0,5405 [159]	0,885 [159]	0,363 [159]	0,276 [159]	
	L	0,605 [159]	0,605 [159]	0,363 [159]	0,276 [159]	
	X	0,460 [159]	0,70 [159]	0,37 [159]	0,276 [159]	
$\beta$ , К	Г	204 [159]	530 [159]	162 [159]	93 [159]	
	L	204 [159]	204 [159]	162 [159]	93 [159]	
	X	240 [159]	530 [159]	0,0 [159]	93 [159]	
Ефективна маса, $m_e/m_0$	Г	$m$	0,067 [159]	0,150 [194]	0,082 [172]	0,026 [159]
		$m_l$	1,9 [159]	1,9 [194]	1,64 [172]	0,64 [159]
	L	$m_t$	0,0754 [159]	0,0964 [194]	0,13[172]	0,05 [159]
		$m_l$	1,3 [159]	1,1 [194]	1,26 [172]	1,13 [159]
	X	$m_l$	1,3 [159]	1,1 [194]	1,26 [172]	1,13 [159]
		$m_t$	0,23 [159]	0,19 [194]	0,34 [172]	0,16 [159]
Коефіцієнт непараболічності, еВ <sup>-1</sup>	Г	0,69 [196]	0,251 [158]	0,83 [172]	1,39 [193]	
	L	0,65 [196]	0,57 [158]	0,23 [172]	0,54 [193]	
	X	0,36 [196]	0,251 [158]	0,38 [172]	0,9 [193]	

## Продовження Додатку Б

## Продовження Таблиці Б

Деформаційний потенціал акустичних фононів, еВ	<b>Г</b>	7,0 [158]	12,2 [158]	7,0 [193]	5,8 [193]
	<b>L</b>	9,2 [158]	12,5 [158]	7,0 [193]	5,8 [193]
	<b>X</b>	9,27 [158]	9,5 [158]	7,0 [193]	5,8 [193]
Міждолинний деформаційний потенціал $\cdot 10^{11}$ , еВ/м	<b>Г-L</b>	0,65 [172]	0,50 [196]	0,44 [172]	0,559 [193]
	<b>Г-X</b>	1,00 [172][158]	1,00 [196]	0,43 [172]	0,635 [193]
	<b>L-L</b>	1,00 [172][158]	0,50 [196]	0,246 [172]	0,635 [193]
	<b>L-X</b>	0,50 [172][158]	0,50 [196]	0,367 [172]	0,559 [193]
	<b>X-X</b>	0,70 [172][158]	1,00 [196]	0,46 [172]	0,336 [193]
Деформаційний потенціал оптичних фононів $\cdot 10^{11}$ , еВ/м	<b>Г</b>	0,3 [158]	1,0 [194]	1,0 [193]	1,14[193]
Енергія міждолинних фононів, еВ	<b>Г-L</b>	0,0278 [158]	0,03026 [158]	0,0336 [172]	0,01745 [172]
	<b>Г-X</b>	0,0299 [158]	0,03026 [158]	0,0336 [172]	0,01923 [172]
	<b>L-L</b>	0,029 [158]	0,02970 [158]	0,0336 [172]	0,01923 [172]
	<b>L-X</b>	0,0293 [158]	0,03026 [158]	0,0422 [172]	0,01745 [172]
	<b>X-X</b>	0,0299 [158]	0,02970 [158]	0,02394 [172]	0,01926 [172]
П'єзоелектрична стала, $C/m^2$		0,16 [158]	0,080 [158]	$3,5 \cdot 10^{-5}$ [172]	$4,5 \cdot 10^{-2}$ [172]
Електронна спорідненість, еВ		4,07 [194]	4,06 [193]	4,38 [193]	4,9 [193]
Енергія оптичних фононів, еВ		0,0343 [158]	0,0297 [193]	0,0424 [193]	0,03128 [193]



ДОДАТОК В  
ПАТЕНТИ НА КОРИСНУ МОДЕЛЬ



(11) **151652**(19) **UA**(51) МПК  
**H01L 29/76 (2006.01)**

<p>(21) Номер заявки: <b>u 2022 00033</b></p> <p>(22) Дата подання заявки: <b>04.01.2022</b></p> <p>(24) Дата, з якої є чинними права інтелектуальної власності: <b>26.08.2022</b></p> <p>(46) Дата публікації відомостей про державну реєстрацію та номер Бюлетеня: <b>25.08.2022, Бюл. № 34</b></p>	<p>(72) Винахідники: <b>Боцула Олег Вікторович, UA, Зозуля Валерій Олександрович, UA</b></p> <p>(73) Володілець: <b>ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В.Н. КАРАЗИНА, майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, UA</b></p>
---	---

(54) Назва корисної моделі:

**ПЛАНАРНИЙ ДІОДНИЙ АКТИВНИЙ ЕЛЕМЕНТ ДЛЯ ШИРОКОСМУГОВОЇ ГЕНЕРАЦІЇ В ДОВГОХВИЛЬОВІЙ ЧАСТИНІ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНУ**

(57) Формула корисної моделі:

1. Планарний діодний активний елемент для широкосмугової генерації в довгохвильовій частині терагерцового діапазону, який являє собою шар (канал) арсеніду галію n-типу з довжиною близько 1 мкм, що має два омичні контакти та активну бічну границю, яка відокремлена від контактів і розміщується між каналом та металевим електродом, який з'єднано з одним з омичних контактів за допомогою металевої перемички, який відрізняється тим, що як активну бічну границю містить напівпровідникову n-p<sup>+</sup>-структуру завдовжки 0,72 мкм, де сильно легована p<sup>+</sup>-область має концентрацію донорів  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а концентрація донорів в n-області -  $(2 \dots 6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .
2. Планарний діодний активний елемент за п. 1, який відрізняється тим, що як матеріал n-p<sup>+</sup>-структури містить варізонний шар Ga<sub>2</sub>In<sub>1-x</sub>As, у якому молярна частка Ga змінюється за нормальним законом від z=1 у точці контакту з каналом до z=0 на металевому електроді (аноді).





НАЦІОНАЛЬНИЙ ОРГАН  
ІНТЕЛЕКТУАЛЬНОЇ  
ВЛАСНОСТІ  
ДЕРЖАВНЕ ПІДПРИЄМСТВО  
"УКРАЇНСЬКИЙ ІНСТИТУТ  
ІНТЕЛЕКТУАЛЬНОЇ  
ВЛАСНОСТІ"

УКРАЇНА

(19) UA (11) 150188 (13) U  
(51) МПК  
H01L 29/76 (2006.01)

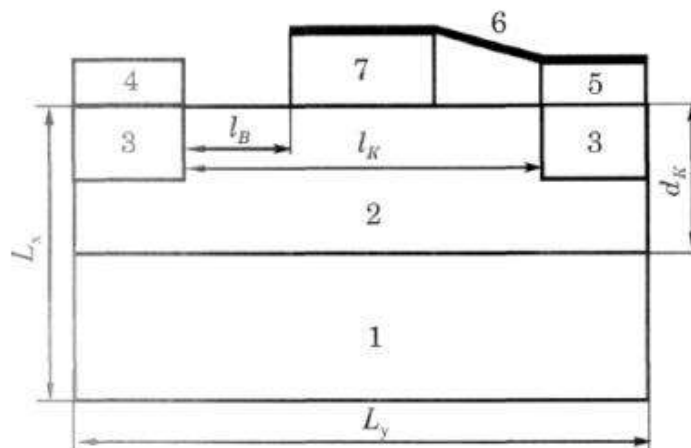
### (12) ОПИС ДО ПАТЕНТУ НА КОРИСНУ МОДЕЛЬ

(21) Номер заявки: <b>u 2021 04425</b>	(72) Винахідник(и): <b>Боцула Олег Вікторович (UA), Зозуля Валерій Олександрович (UA)</b>
(22) Дата подання заявки: <b>30.07.2021</b>	(73) Володілець (володільці): <b>ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА, майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022 (UA)</b>
(24) Дата, з якої є чинними права інтелектуальної власності: <b>13.01.2022</b>	
(46) Публікація відомостей про державну реєстрацію: <b>12.01.2022, Бюл.№ 2</b>	

### (54) ПЛАНАРНИЙ ДІОД ДЛЯ ГЕНЕРАЦІЇ В ТЕРАГЕРЦОВОМУ ДІАПАЗОНІ

#### (57) Реферат:

Планарний діод для генерації в терагерцовому діапазоні виконаний у вигляді епітаксialьного провідного шару (каналу) арсеніду галію n-типу з довжиною близько 1 мкм, що має дві високолеговані області з металічними контактами та напівпровідникову структуру, що розміщена на каналі та з'єднана з одним із контактів за допомогою металевого електрода. Як напівпровідникова структура, що розташована на поверхні каналу, використана двобар'єрна резонансно-тунельна структура GaAs/Al<sub>2</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs, що має загальну ширину 160 нм, довжину 40 нм, товщину Al<sub>2</sub>Ga<sub>1-x</sub>As - бар'єрів та нелегованих буферних шарів 2,5 нм, товщину квантової ями 5 нм. При цьому ширина епітаксialьної плівки становить 0,16 мкм, а концентрація донорів в ній становить  $(2...6) \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ .



Фиг. 1

UA 150188 U

Онлайн сервіс створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

ПРОТОКОЛ

створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

Дата та час: 11:30:58 08.12.2023

Назва файлу з підписом: 2023\_PhD\_Thesis\_Zozulia.pdf.p7s

Розмір файлу з підписом: 7.0 МБ

Перевірені файли:

Назва файлу без підпису: 2023\_PhD\_Thesis\_Zozulia.pdf

Розмір файлу без підпису: 7.0 МБ

Результат перевірки підпису: Підпис створено та перевірено успішно. Цілісність даних підтверджено

Підписувач: Зозуля Валерій Олександрович

П.І.Б.: Зозуля Валерій Олександрович

Країна: Україна

РНОКПП: 3485002479

Час підпису (підтверджено кваліфікованою позначкою часу для підпису від Надавача): 11:30:55 08.12.2023

Сертифікат виданий: "Дія". Кваліфікований надавач електронних довірчих послуг

Серійний номер: 382367105294AF970400000028F625004318A301

Тип носія особистого ключа: ЗНКІ криптомодуль ІІТ Гряда-301

Алгоритм підпису: ДСТУ-4145

Тип підпису: Кваліфікований

Тип контейнера: Підпис та дані в CMS-файлі (CAAdES)

Формат підпису: З повними даними ЦСК для перевірки (CAAdES-X Long)

Сертифікат: Кваліфікований