Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна Міністерство освіти і науки України

> Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Приходько Кирило Геннадійович

УДК 621.382.2

ДИСЕРТАЦІЯ «АКТИВНІ НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЕЛЕМЕНТИ ДЛЯ ГЕНЕРАЦІЇ В ТЕРАГЕРЦОВОМУ ДІАПАЗОНІ»

Спеціальність 01.04.03 – радіофізика

(фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико- математичних наук.

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

_____К.Г. Приходько

(підпис, ініціали та прізвище здобувача)

Науковий керівник: Боцула Олег Вікторович, кандидат фізико- математичних наук, доцент.

АНОТАЦІЯ

Приходько К.Г. Активні напівпровідникові елементи для генерації в терагерцовому діапазоні. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізикоматематичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика (фізикоматематичні науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2021.

Актуальність теми дисертації обумовлена потребою в створенні твердотілих активних елементів малогабаритних лля генерації та випромінювання електромагнітних хвиль терагерцового діапазону (0,1 – 20) ТГц) для забезпечення розвитку технологій, що базуються на застосуванні спектроскопії випромінювання, зокрема терагерцової терагерцового матеріалів, систем безпеки, контролю якості продукції, систем 3-D терагерцової візуалізації, біомедичних систем (терагерцова біосенсорика) та ін. Такі системи мають цілий ряд переваг над існуючими і в більшості випадків їх актуальність в наш час постійно зростає. Серед найбільш цінних функцій, які ефективно можуть бути реалізовані, можна відзначити неінвазивний і безруйнівний контроль, який необхідно застосовувати у військових системах, засобах безпеки, медицині та збереженні здоров'я, матеріалознавстві і обробній промисловості.

Дисертація присвячена дослідженню можливостей підвищення граничних частот роботи напівпровідникових приладів для використання їх для генерації електромагнітних коливань та шуму в терагерцовому та субтерагерцовому діапазонах.

Об'єкт дослідження – електронні процеси в напівпровідникових гетероструктурах і варізонних структурах з ударною іонізацією та міждолинним переносом електронів.

Предмет дослідження – розподіли електричних та квазіелектричних полів, концентрації носіїв заряду, часові, енергетичні, частотні, шумові характеристики діодів.

Мета роботи – пошук нових та вдосконалення існуючих активних елементів для генерації коливань в терагерцовому діапазоні.

Метод дослідження — математичне моделювання фізичних процесів у напівпровідникових гетероструктурах та варізонних структурах на основі подвійних та потрійних сполук напівпровідників A₃B₅, в тому числі нітридів, в умовах міждолинного переносу електронів та ударної іонізації з використанням методу Монте-Карло.

Новизна роботи полягає у виявленні закономірностей, що дозволять підвищити потужність існуючих активних елементів і модифікувати їх структуру для підвищення ефективності та граничних частот роботи, виявленню нових фізичних явищ і властивостей та створення нових активних елементів і конструкцій на їх основі для роботи в терагерцовому діапазоні.

Зокрема в роботі отримані наступні наукові результати:

1. З використанням методу Монте- Карло розроблено математичну розрахунку електронних процесів в діодних структурах модель 3 неоднорідним просторовим розподілом складу напівпровідника, ЩО забезпечує аналіз швидкоплинних нестаціонарних процесів в коротких діодах на основі напівпровідників A3B5, включаючи нітридні сполуки. Модель враховує наявність носіїв обох знаків, можливу ударну іонізацію та використовує багатосітковий метод розв'язання рівняння Пуассона, що забезпечує можливість її застосування для розрахунку приладів зі складною геометрією. Враховано усі актуальні механізми розсіювання, що діють в напівпровідниках, що розглядалися, зокрема такі як деформаційний потенціал оптичних фононів, деформаційний потенціал акустичних фононів, міждолинне розсіювання між еквівалентними та нееквівалентними долинами, полярне оптичне розсіювання, п'єзоелектричне розсіювання, розсіювання на сплавному потенціалі та іонізованих домішках. Отримані з використанням моделі результати розрахунків кінетичних характеристик деяких напівпровідників порівняно з відомими експериментальними та числовими результатами.

2. Досліджено початковий етап розвитку ударної іонізації в напівпровідникових сполуках InGaAs, InGaN та InAlN. Було проаналізовано просторові розподіли актів ударної іонізації ансамблю носіїв заряду для визначення характерної середньої відстані, які проходить носій до іонізації (мертвий простір), та час затримки ударної іонізації. Отримані часові характеристики та просторові параметри, що пов'язані з ударною іонізацією в однорідних і варізонних напівпровідниках. Показано, що використовуючи неоднорідний розподіл складу напівпровідника, зокрема нормальний закон, можна розширити діапазон зміни параметрів ударної іонізації та змістити величини полів, за яких можлива ударна іонізація в бік менших значень. Було показано, що часи розвитку ударної іонізації на початковій стадії можуть розсіювання бути меншими, ніж характерні часи у розглянутих напівпровідникових сполуках. Так, для сполуки Ga_zIn_{1-z}As із вмістом галію меншою 0,4 величина часу розвитку ударної іонізації може складати менше 1 пс, а довжина мертвої зони менше 100 нм. У нітридних сполуках, наприклад в InGaN, ударна іонізація розвивається на довжині меншій за 150 нм, при цьому при вмісті індію більше 0,7 час розвитку ударної іонізації в цілому не переви0,5 пс.

3. Вперше показано можливість використання ударної іонізації у варізонному напівпровідниковому шарі у якості механізму релаксації електронів за енергією. Встановлено, що локалізована у просторі ударна іонізація може призводити до зменшення заселеності верхніх енергетичних долин і покращити частотні властивості приладів.

4. Вперше запропоновано конструкцію активного елемента на основі напівпровідникової системи GaAs/InGaAs з варізонним анодним шаром, що працює в режимі обмеженої ударної іонізації. Варізонний шар являє собою широкозонний напівпровідник на початку активної області та

вузькозонний напівпровідник на аноді. Ця конструкція дозволяє локалізувати ударну іонізацію біля анодного контакту. Показано, що в такому елементі можна реалізувати режим одностороннього руху носіїв заряду різних знаків, що сприяє швидкій релаксації накопиченого в результаті ударної іонізації надлишкового об'ємного заряду. Встановлено, що ударна іонізація є визначальним фактором, що призводить до зміщення робочої частоти приладу в область субтерагерцового діапазону. Запропонована концепція може бути використана для створення приладів на основі ефекту МПЕ з покращеними частотними можливостями. Показано 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. Запропонована концепція може бути використана для створення приладів на основі ефекту МПЕ з покращеними частотними можливостями.

5. Вперше обґрунтовано можливість отримання надвисокочастотної шумової генерації в діодах з катодним статичним доменом, що містять варізонний катодний шар з напівпровідника, у якому ширина забороненої зони збільшується від катоду вглиб діоду. Показано, що така конструкція локалізує ударну іонізацію в області катода та дозволяє скоротити розміри діода, забезпечуючи шумову генерацію в області терагерцового діапазону. Отримані результати розрахунку діодів на основі сполук InGaAs/GaAs, InGaN/GaN та InAlN/AlN свідчать про перевагу діодів на основі InGaN/ GaN над діодами на основі інших сполук. Порівняння шумових характеристик діодів на основі гомогенних матеріалів та діодів з варізонним катодним шаром свідчить про перевагу запропонованої варізонної конструкції. Показано, що в діодах на основі InGaN наявні ділянки напруги, де залежність спектральної потужності шуму є практично лінійна і змінюється майже на порядок. В перспективі з'являється можливість застосовувати їх У радіометричних системах терагерцового діапазону як активне шумове навантаження, яке керується напругою.

6. Вперше запропоновано планарну конструкцію діода, що містить активний елемент на основі варізонного напівпровідника, що розміщується на бічній поверхні діода. Показано, що таке розташування призводить до розширення частотного діапазону роботи діоду. Частота, що відповідає максимальній ефективності в такому елементі, відповідає звичайному діоду з МПЕ, проте значно розширена в область високих частот. Частотна межа роботи перевищує 300 ГГц при роботі в режимі генерації на основній частоті. Діапазон генерації діода з активною границею залежить від прикладеної напруги. При низьких напругах (до 2 В) ефективність генерації вища при високих частотах (більше 100 ГГц), що дозволяє реалізувати широкосмуговий генератор, що керується напругою.

Отримані результати можуть знайти практичне застосування при розробці генераторів терагерцового діапазону на основі діодів з міждолинним переносом електронів. На основі запропонованих конструкцій діодів зі статичним доменом можна створювати ефективні шумові навантаження для радіометрії, використати їх у якості опорних джерел шуму при вимірюванні шумових характеристик підсилювачів та приймачів різного призначення для використання в терагерцовому діапазоні.

Ключові слова: гетероперехід, варізонний шар, напруженість електричного поля, ударна іонізація, резонансно-тунельна границя, електромагнітне поле.

ABSTRACT

Prykhodko K.H. Active semiconductor elements for generation in the terahertz range. – Qualifying scientific work, the manuscript.

Thesis for the Candidate Degree in Physics and Mathematics: Speciality 01.04.03 – Radiophysics (Physics and Mathematics). – V. N. Karazin Kharkiv National University, the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2021.

Thesis relevance is identified by the need of creating small solid state active elements for the electromagnetic waves to conduct and produce radiation in terahertz range (0.1 - 20 THz). It will ensure development of technologies based on terahertz radiation usage, including terahertz spectroscopy of materials, security systems, product quality control, terahertz 3-D imaging systems, biomedical systems (terahertz biosensors) etc. Such systems have a number of advantages over the existing ones. Mostly their relevance is constantly growing. Among the most valuable features that can be effectively implemented there are non-invasive and non-destructive control that are possible to apply in military service, security, medicine and health, material science and manufacturing.

The thesis paper is devoted to research upon increase of limiting possibilities of semiconductor devices operation frequencies to use them for electromagnetic oscillations and noise generation in terahertz and subterahertz ranges.

The object of the research is electronic processes in semiconductor heterostructures and graded-band structures including impact ionization and intervalley electron transfer.

The subject of the research is distribution of electric and quasi-electric fields, concentrations of charge carriers, time, energy, frequency, noise characteristics of diodes.

The aim of the manuscript is to find new and improve the existing active elements for frequency generation in terahertz range.

The research method is mathematical modeling of physical processes in semiconductor heterostructures and graded-band structures based on double and triple compounds of A3B5 semiconductors including nitrides in state of intervalley electron transfer and impact ionization using the Monte Carlo technique.

The novelty is to identify patterns that will increase power of the existing active elements and modify their structure to make efficiency and frequencies limits higher. New physical phenomena and properties are identified. New active elements and structures based on them are created to operate in terahertz range.

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

1. A mathematical model for calculating electronic processes in diode structures with inhomogeneous spatial distribution of the semiconductor composition is developed using the Monte Carlo technique. It provides analysis of transient nonstationary processes in short diodes based on A3B5 semiconductors including nitride compounds. The model takes into account presence of carriers of both types and possibility of impact ionization. It uses a multi-grid method of solving the Poisson equation that makes its application for device calculation with complex geometry possible. All actual scattering mechanisms as an optical deformation potential, acoustic deformation potential, intervalley scattering between equivalent and nonequivalent valleys, polar optical phonon scattering, piezoelectric scattering, alloy disorder scattering and ionized-impurity scattering to be used in modeling were taken into account. The calculation results of kinetic characteristics of some semiconductor obtained by the model were compared with noun experimental and numerical results.

2. The initial stage of impact ionization development in InGaAs, InGaN and InAlN semiconductor compounds has been studied. The spatial distributions of impact ionization acts for a charge carriers ensemble were analyzed to determined a characteristic mean distance of carrier moving before ionization (dead space) and a delay time of the impact ionization. Time response and space parameters associating with impact ionization in homogenous and graded-gap semiconductors have been obtained. Using an inhomogeneous distribution of the semiconductor composition, in particular the normal law, it is possible to expand the change range of ionization parameters and decries the field magnitudes of impact ionization

arising has been demonstrated. Response times of impact ionization in initial stage can be less than the characteristic scattering times in the considered semiconductor compounds was shown. Thus, for a $Ga_zIn_{1-z}As$ compound with a gallium content less than 0.4, time of the impact ionization appearing may be less than 1 ps, and the length of the dead zone be less than 100 nm. In nitride compounds, for example in InGaN with an indium content of more than 0.7, impact ionization is appeared at a length of less than 150 nm, the time of the impact ionization appearing generally does not exceed 0.5 ps.

3. Possibility of using impact ionization in the graded-band semiconductor layer as a mechanism of electron relaxation by energy is demonstrated for the first time. The impact ionization localized in space is identified to reduce occupancy of the upper energy valleys and improve frequency properties of devices.

4. Construction of an active element based on a GaAs/InGaAs semiconductor system with a graded-band anode layer operating in the mode of limited impact ionization is proposed for the first time. Graded gap layer represents a wide-gap semiconductor at the beginning of the active region and narrow-gap semiconductor at the anode. This construction permits to localize impact ionization close to anode contact. Mode of different types charge carriers of one side movement is shown to be possible in such an element - it promotes rapid relaxation of excess bulk charge accumulated as a result of impact ionization. Impact ionization is stated to be a determining factor that leads to a shift in the operating frequency of the device in sub-terahertz range region. The proposed concept can be used to create devices based on the IET effect with improved frequency capabilities. It is shown that there is generation on frequencies of up to 240 GHz and maximal efficiency of up to 5% (150 GHz) using diode with length of 1280 nm, up to 300 GHz with maximal efficiency of up 1,2% (220 GHz) using diode with length of from 720 nm, up to 380 GHz with maximal efficiency up to 0,25%, (270 GHzu) using diode with length of 500 nm. Proposed approach can be

used for development of transfer electron devices with improved frequency possibilities.

5. Possibility of obtaining ultra-high frequency noise generation in diodes with a cathode static domain containing a graded-band cathode layer of a semiconductor in which the band gap increases from the cathode is identified. Such a construction localizes impact ionization in cathode region and reduces the size of the diode. It allows obtaining noise generation in terahertz range. The obtained results of diodes based on InGaAs/GaAs, InGaN/GaN and InAIN/AIN compounds calculation indicate advantage of InGaN/GaN diodes over the diodes based on other compounds. Noise characteristics comparison of the diodes based on homogeneous materials and diodes with graded-band cathode layer indicate advantage of the proposed graded-band structure. That is why in InGaN diodes there is a voltage section where dependence of spectral noise power is almost linear and varies almost by magnitude order. It leads to usage in terahertz radiometric systems as active voltage-controlled noise load.

6. A planar structure of a diode containing an active element based on a graded-band semiconductor placed on the surface of a diode is proposed. Such location leads to diode frequency range amplification. Frequency corresponding to maximum efficiency in such an element corresponds to a usual diode with IET, but significantly extended to high frequency range. The operating frequency limit exceeds 300 GHz when operating in basic frequency generation mode. The generation range of the diode with the active border is depends on the applied voltage. At low voltage (up to 2 V) generation efficiency is higher at high frequencies (higher than 100 GHz), but at higher voltage (about 4 V) on the low frequencies (before 120 GHz). It permits to realized voltage control wide frequency oscillator.

The obtained results can find practical application in development of terahertz range generators based on diodes with intervalley electron transfer as recommendations for modifying their construction and expanding frequency range. It is possible to create effective noise loads for radiometry based on the proposed diode structures with a static domain. They are to be used as reference sources of noise measuring noise characteristics of amplifiers and receivers for various purposes in terahertz range.

Keywords: heterojunction, graded layer, electric field strength, impact ionization, resonant tunneling border, electromagnetic field.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці в наукових фахових виданнях України:

1. Боцула О. В., Прохоров Э. Д., Свергун Д. С., **Приходько К. Г.** Влияние ударной ионизации на эффективность генерации коротких диодов на основе GaN // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2013. № 1067. С. 61–64. (Особистий внесок здобувача: обробка даних, участь у створенні програм розрахунку, в написанні тексту статті).

2. Боцула О. В., **Приходько К.** Г. Вольтамперные характеристики диодов с катодным статическим доменом, варизонным слоем и гетеропереходом // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2016. Випуск 25. С. 66–69. (Особистий внесок здобувача: обробка даних, участь у створенні програм розрахунків, проведенні розрахунків, в написанні тексту стати).

3. Боцула О. В., **Приходько К.** Г. Влияние ударной ионизации на генерацию диодов на основе нитридов // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2017. Випуск 26. С. 71–74. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у створенні програм розрахунків, в написанні тексту статті).

4. Боцула О. В., **Приходько К.** Г., Шевченко О. Р. Частотні можливості варизонних структур з ударною іонізацією на основі GaInAs // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2017. Випуск 27. С. 85–89. (Особистий внесок здобувача: обробка даних, участь у проведенні розрахунків, в написанні тексту статті).

Наукові праці у фахових виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз.

5. Botsula O. V., **Prykhodko K. H.**, Zozulia V. A. InGaAs- based graded gap active elements with static cathode domain for terahertz range //

Journal of Nano- and Electronic Physics. 2019. Vol. 11, No1. P. 01006-1–01006-5. DOI: 10.21272/jnep.11(1).01006 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: розробка математичної моделі, участь у проведенні розрахунків, в написанні тексту статті).

6. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. Generation of electromagnetic oscillations of submillimeter range by Ga_zIn_{1-z}As diodes using impact ionization // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2019. Vol. 11, No2. P. 02009-1– 02009-5. DOI: 10.21272/jnep.11(2).02009 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: обробка даних, участь у створенні програми розрахунків, в написанні тексту статті).

Наукові праці в зарубіжних наукових фахових виданнях:

7. Botsula O. V., **Pryhodko K. H.**, Zozulia V. A. Impact ionization in short Al_ZGa_{1-z}N-based diodes // Telecommunications and Radio Engineering. 2017. Vol. 76, No1. P. 61– 71. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i1 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: розробка математичної моделі, участь у проведенні розрахунків, в написанні тексту статті).

8. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. Heterostructure-based diode with cathode static domain // Telecommunications and Radio Engineering. 2017. Vol. 76, No10. P. 891– 01. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i10.60 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: обробка даних, участь у проведенні розрахунків, в написанні тексту статті).

Список публікацій, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації (тези доповідей на наукових конференціях)

9. Боцула О. В., **Приходько К.** Г. Діод з катодним статичним доменом на основі гетеропереходу GaAs-AlGaAs для генерації НВЧ – шуму // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2015», 1-3 квітня, 2015: Збірник тез. Київ, Україна, 2015. с.111 – Доповідь. (Особистий внесок здобувача: участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу).

10. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. Heterostructure-based diode with the cathode static domain // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves MSMW'2016, June 21–24, 2016: CD of abstracts. Kharkiv, Ukraine, 2016. E25 – Poster. (Особистий внесок здобувача: участь в отриманні результатів роботи і підготовці матеріалів для тез).

11. Botsula O. V., Prykhodko K. H. Static characteristics of the graded gap and heterojunction diodes containing the cathode static domain // 8th Intern. Conference Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals UWBUSIS'2016, September 5–11, 2016: Conference Paper. Odessa, Ukraine, 2016. P. 163–166 – Oral. DOI: 10.1109/UWBUSIS.2016.7724178 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: участь у створенні програм для обробки даних, проведенні розрахунків, підготовка тез для публікації та доповіді).

12. Prykhodko K. H., Zozulia V. O., Botsula O. V. Graded band gap ingaas diodes for terahertz applications // 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering YSF–2017, October 17-20, 2017: Conference Paper. Lviv, Ukraine, 2017. P. 291–294 – Oral. DOI: 10.1109/YSF.2017.8126637 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: участь у створенні програм для обробки даних, проведенні розрахунків, підготовка тез для публікації та доповіді).

13. Botsula O. V., Prykhodko K. H., Zozulia V. O. Monte Carlo modeling of the diodes with lateral resonant tunneling border // 9-th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals UWBUSIS-2018, September 4–7, 2018: Conference Paper. Odessa, Ukraine, 2018. P. 256–259 – Poster. DOI: 10.1109/UWBUSIS.2018.8520067 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: участь в отриманні результатів роботи і підготовці матеріалів для тез).

14. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. Graded band diode for noise generation in terahertz range // 9-th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals UWBUSIS-2018, September 4–7, 2018: Conference

Paper. Odessa, Ukraine, 2018. P. 336–339 – Oral. DOI: 10.1109/UWBUSIS.2018.8520183 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу).

15. Botsula O. V., **Prykhodko K. H.**, Zozulia V. O. Diodes with lateral n⁺-n –border // 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019, July 2–6, 2019: Conference Paper. Lviv, Ukraine, 2019. P. 752–755 – Poster. DOI: 10.1109/UKRCON.2019.8879884 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: участь в отриманні результатів роботи і підготовці матеріалів для тез).

16. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. GaN-based planar heterostructure diodes for high frequency generation // 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019, July 2–6, 2019: Conference Paper. Lviv, Ukraine, 2019. P. 788–791 – Poster. DOI: 10.1109/UKRCON.2019.8879818 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: участь в отриманні результатів роботи і підготовці матеріалів для тез).

17. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. Graded Band InGaN- Based Diode for Noise Generation in Terahertz Range // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week, UkrMW 2020, September 21–25, 2020: Conference Paper. Kharkiv, Ukraine, 2020. P. 925–928 – Oral. DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252763 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу).

18. Botsula O., **Prykhodko K**. Sub-THz and THz Noise Generation by Diode Heterostructures under Impact Ionization // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week, UkrMW 2020, September 21–25, 2020: Conference Paper. Kharkiv, Ukraine, 2020. P. 1103–1107 – Oral. DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252772 (Scopus) (*Особистий внесок здобувача: участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу*).

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації

19. Напівпровідниковий діод для генерації НВЧ шуму: пат. 127847 Україна. № u201802061; заявл. 28.02.2018; опубл. 27.08.2018, бюл. № 16/2018. (Внесок здобувача: пошук та аналіз аналогів, складання формули винаходу).

20. Напівпровідниковий діод для генерації електромагнітних НВЧ коливань: пат. 132057 Україна. № u201808876; заявл. 21.08.2018; опубл. 11.02.2019, бюл. № 3/2019. (Внесок здобувача: пошук та аналіз аналогів, складання формули винаходу).

3MICT

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ
ВСТУП
РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА ВИБІР НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕНЬ 27
1.1 Твердотілі джерела терагерцового випромінювання
1.2 Проблеми побудови активних елементів з використанням ефекту міждолинного переносу електронів та ударної іонізації
 1.3 Варізонна концепція як засіб підвищення швидкодії напівпровідникових приладів
1.4 Ударна іонізації в твердотілих надвисокочастотних приладах
Висновки до розділу 1
РОЗДІЛ 2 МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ КОРОТКИХ ДІОДНИХ ЕЛЕМЕНТІВ ЗІ СКЛАДНОЮ ЗОННОЮ СТРУКТУРОЮ ТА УДАРНОЮ ІОНІЗАЦІЄЮ 38
2.1 Обгрунтування вибору математичного підходу та методу моделювання
2.2 Закони дисперсії носіїв заряду40
2.3 Mexaнізми розсіяння 44
2.4 Розподіл потенціалу та рівняння руху носіїв заряду 48
2.5 Загальна процедура моделювання
2.5.1 Визначення довжини вільного пробігу
2.5.2 Визначення стану частинок після розсіяння
2.5.3 Врахування ударної іонізації 54
2.6 Верифікація математичної моделі на прикладі розрахунку кінетичних характеристик деяких подвійних та потрійних напівпровідникових сполук
Висновки до розділу 2
РОЗДІЛ З ПРОСТОРОВІ ТА ЧАСОВІ ПАРАМЕТРИ УДАРНОЇ ІОНІЗАЦІЇ64
3.1. Часові оцінки розвитку ударної іонізації в діодах на основі InGaAs 65
3.2 Часові оцінки розвитку ударної іонізації в InGaN
3.3 Часові оцінки розвитку ударної іонізації в InAlN
Висновки до розділу 375

РОЗДІЛ 4 АКТИВНІ ЕЛЕМЕНТИ З КАТОДНИМ СТАТИЧНИМ
ДОМЕНОМ НА ОСНОВІ ГЕТЕРО- ТА ВАРІЗОННИХ СТРУКТУР 77
4.1 Характеристики ДКСД з варізонним в Ga _z In _{1-z} As – катодом
4.1.1 Структура та статичні характеристики ДКСД 78
4.1.2 Шумові характеристики діодів
4.1.3 Енергетичні та частотні характеристики генераторів на ДКСД 88
4.2 Характеристики ДКСД з варізонним в In _z Ga _{1-z} N – катодом
4.2.1 Структура та статичні характеристики ДКСД
4.2.2 Шумові характеристики діодів з катодним статичним доменом 101
Висновки до розділу 4106
РОЗДІЛ 5 АКТИВНІ ЕЛЕМЕНТИ З ВАРІЗОННОЮ АНОДНОЮ ОБЛАСТЮ
5.1. Обґрунтування та постанова задачі108
5.2. Вплив ударної іонізації на роботу варізонних діодів з МПЕ 116
5.3. Планарний активний елемент з бічною границею 128
Висновки розділу 5 136
ВИСНОВКИ
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ 140
ДОДАТОК А
ДОДАТОК А

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- НЕМТ транзистори з високою рухливістю електронів
- НВТ гетероперехідні біполярні транзистори
- ТГ тунельна границя
- РТГ резонансно-тунельна границя
- НДП негативна диференціальна провідність
- ВДП від'ємна диференціальна провідність
- МПЕ міждолинний перенос електронів
- УІ ударна іонізація
- ДКСД діоди з катодним статичним доменом
- ПОФ полярний оптичний фонон
- ЛПД лавинно-пролітний діод
- СГ спектральна густина
- СГП спектральна густина потужності
- СГПШ спектральна густина потужності шуму
- ТДЧ терагерцовий діапазон частот
- ДГ діод Ганна
- РТС резонансно-тунельна структура
- ККЛ квантово- каскадні лазери

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження.

Терагерцова область електромагнітного спектру має багато важливих переваг, таких як: відсутність іонізуючого ефекту, висока інформаційна здатність, здатність проникати крізь непрозорі предмети, можливість спрямованого випромінювання та інші, що призвело до розвитку терагерцової технології та пристроїв [1,2].

Унікальні властивості терагерцового випромінювання визначають можливість реалізації цілого ряду унікальних систем, що мають переваги над аналогами, що працюють на більш низьких частотах і в оптичному діапазоні. Існує великий інтерес, пов'язаний з реалізацією тривимірної терагерцової візуалізації та терагерцової томографії [3-5].

Унікальне спектральне положення частот терагерцового діапазону визначає труднощі розвитку компактних твердотільних джерел терагерцового випромінювання. У більшості випадків відбувається витіснення робочих частот існуючих пристроїв у терагерцову частину спектру [3,6].

Серед існуючих джерел високочастотного випромінювання прилади, що працюють на основі ефекту міждолинного перенесення електронів і лавинно-пролітні діоди, є достатньо добре розвинутими високочастотними джерелами, але мають обмежений частотний діапазон. Прилади на основі ефекту резонансного тунелювання є надзвичайно високочастотними приладами, проте мають досить низький рівень вихідної потужності. Транзистори з високою рухливістю електронів (НЕМТ) та гетероперехідні біполярні транзистори (НВТ) часто вимагають низьких робочих температур. Таким чином, створення компактних твердотілих джерел субтерагерцового та терагерцового діапазонів залишається актуальною задачею, що потребує розв'язку. У роботі розглядаються можливості створення нових і модифікації структури існуючих твердотілих джерел електромагнітного випромінювання з використанням варізонних напівпровідників та ефектів, пов'язаних з розвитком ударної іонізації в них.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана на кафедрі фізичної і біомедичної електроніки та комплексних інформаційних технологій Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна та є складовою частиною наступних проєктів:

- «Генерація та помноження частоти в терагерцовому діапазоні діодами з тунельними, резонансно-тунельними та лавинними границями на основі напівпровідників А₃В₅.» (№ держреєстрації 0109U000556);
- «Активні твердотілі елементи для генерації, помноження частоти та випромінювання електромагнітних хвиль у терагерцовому діапазоні» (№ держреєстрації 0219U003605);
- 3. «Активні елементи на основі варизонних та моношаруватих напівпровідників для генерації та випромінювання на частотах терагерцового діапазону» (№ держреєстрації 0120U102290).

Мета та завдання дослідження

Метою дисертаційної роботи є пошук нових і вдосконалення існуючих активних елементів для генерації коливань у терагерцовому діапазоні. Для досягнення поставленої мети в роботі розв'язувалися наступні задачі:

1. Вдосконалення математичної моделі та ефективного числового алгоритму для аналізу динаміки виникнення нестійкостей струму в напівпровідникових гетероструктурах і структурах зі змінним складом (варізонні напівпровідники) з урахуванням процесів міждолинного перенесення електронів та ударної іонізації.

2. Дослідження закономірностей розвитку низькоінтенсивної ударної іонізації у напівпровідниковому шарі, склад якого змінюється з координатою.

Визначення просторових і часових параметрів ударної іонізації в залежності від типу матеріалу, його параметрів і характеру розподілу складу в ньому.

3. Дослідження енергетичних та частотних характеристик коротких діодів на основі напівпровідникових шарів на основі сполук A_zB_{1-z}C з залежним від координати складом з урахуванням процесів генерації носіїв заряду за умови розвитку ударної іонізації.

4. Дослідження шумових і частотних характеристик діодів з катодними статичними доменами сильного поля на основі гетероструктур і варізонних структур, у яких катодна область представляє собою шар змінного складу, у якому ширина забороненої області збільшується від катоду вглиб діоду. Порівняльна характеристика діодів на основі різних напівпровідникових сполук A3B5, у тому числі на основі нітридів.

5. Розробка планарної конструкції активного елемента на основі міждолинного переносу електронів зі складною геометрією з використанням варізонних напівпровідникових шарів з ударною іонізацією.

Об'єкт дослідження – електронні процеси в напівпровідникових гетероструктурах і варізонних структурах з ударною іонізацією та міждолинним переносом електронів.

Предмет дослідження – розподіли електричних і квазіелектричних полів, концентрації носіїв заряду, часові, енергетичні, частотні характеристики, шумові та спектральні властивості діодів.

Методи дослідження

фізичних Для аналізу процесів В розглянутих структурах використовується методи математичного моделювання, основані на розв'язанні кінетичного рівняння для носіїв заряду у квазікласичному наближенні, зокрема з використанням багаточастинкового методу Монте-Карло. Перевагою реалізованої методики розрахунку над існуючими є комплексний підхід до аналізу нестаціонарних електронних процесів у складних структурах, що являють собою сукупність різнорідних областей, у тому числі і варізонних шарах, де кожний просторовий елемент має свій власний набір параметрів, урахування носіїв обох знаків і міжзонної ударної іонізації.

Наукова новизна отриманих результатів

Новизна роботи полягає у встановленні нових закономірностей та ефектів, що дозволять підвищити потужність існуючих активних елементів і модифікувати їх структуру для підвищення ефективності та граничних частот роботи, виявленню нових фізичні явищ і властивостей та створення нових активних елементів і конструкцій на їх основі для роботи в терагерцовому діапазоні.

У роботі досліджено фізичні процеси в приладах з МПЕ на основі складних напівпровідникових сполук для використання в широкому діапазоні частот, у коротких діодних структурах на основі варізонних напівпровідників з ударною іонізацією та планарному елементі з активною бічною n- границею на основі варізонного напівпровідника, Проведено пошук оптимальних конфігурацій, що за своїми характеристиками перевищують існуючі.

1. Вперше показано можливість використання ударної іонізації у варізонному напівпровідниковому шарі у якості механізму релаксації електронів за енергією. Встановлено, що локалізована у просторі ударна іонізація може призводити до зменшення заселеності верхніх енергетичних долин і покращити частотні властивості приладів.

2. Вперше запропоновано конструкцію активного елемента на основі напівпровідникової системи GaAs/InGaAs з варізонним анодним шаром, що працює в режимі обмеженої ударної іонізації. Показано, що в такому елементі можна реалізувати режим одностороннього руху носіїв заряду різних знаків, що сприяє швидкій релаксації накопиченого в результаті ударної іонізації надлишкового об'ємного заряду. Встановлено, що ударна іонізація є визначальним фактором, що призводить до зміщення робочої частоти приладу в область субтерагерцового діапазону (вище

300 ГГц). Запропонована концепція може бути використана для створення приладів на основі ефекту МПЕ з покращеними частотними можливостями.

3. Вперше обґрунтовано можливість отримання надвисокочастотної шумової генерації в діодах з катодним статичним доменом, що містять варізонний катодний шар з напівпровідника, у якому ширина забороненої зони збільшується від катоду вглиб діоду. Показано, що така конструкція локалізує ударну іонізацію в області катода та дозволяє скоротити розміри діода, забезпечуючи шумову генерацію в області терагерцового діапазону. Отримані результати розрахунку діодів на основі сполук InGaAs/GaAs, InGaN/GaN та InAlN/AlN свідчать про перевагу діодів на основі InGaN/ GaN над діодами на основі інших сполук. Порівняння шумових характеристик діодів на основі гомогенних матеріалів та діодів з варізонним катодним шаром свідчить про перевагу запропонованої варізонної конструкції. Показано, що в діодах на основі InGaN наявні ділянки напруги, де залежність спектральної потужності шуму є практично лінійна і змінюється майже на порядок. В перспективі з'являється можливість застосовувати їх у радіометричних системах терагерцового діапазону як активне шумове навантаження, яке керується напругою.

4. Вперше запропоновано планарну конструкцію діода, що містить активний елемент на основі варізонного напівпровідника, який розміщується на поверхні діода. Показано, що таке розташування призводить до розширення частотного діапазону роботи діоду. Частота, що відповідає максимальній ефективності в такому елементі відповідає звичайному діоду з МПЕ, проте значно розширена в область високих частот. Частотна межа роботи перевищує 300 ГГц при роботі в режимі генерації на основній частоті.

Практичне значення одержаних результатів

Отримані результати можуть знайти практичне застосування при розробці генераторів терагерцового діапазону на основі діодів з міждолинним переносом електронів, зокрема для модифікації їх конструкцій та розширення частотного діапазону. На основі запропонованих конструкцій діодів зі статичним доменом можна створювати ефективні шумові навантаження для радіометрії, використати їх у якості опорних джерел шуму при вимірюванні шумових характеристик підсилювачів та приймачів різного призначення для використання в терагерцовому діапазоні.

Особистий внесок здобувача

Всі наукові публікації виконано у співавторстві. Дисертант брав участь у постановці та розв'язанні задач, в обробці і аналізі результатів розрахунку та їх інтерпретації. В роботах [7-15] автору належить розробка алгоритмів та програмна реалізація математичної моделі електронного транспорту у варізонних структурах з ударною іонізацією. У роботах [16-18] здобувач брав участь у отриманні результатів та їх інтерпретації. У роботах [19-21] автор брав участь у розробці математичної моделі аналізу гетероструктур, проведенні розрахунків та інтерпретації результатів. У роботах [22-24] автор брав участь у обговоренні концепції та в проведенні числового моделювання. В роботах [25-26] автор виконав патентний пошук і запропонував формулу винаходу. Результати робіт [8, 9, 11, 14, 15, 19, 20, 22, 23, 24] представлені на конференціях здобувачем особисто.

Апробація результатів дисертації

Основні результати роботи було презентовано та обговорено на наукових семінарах ХНУ імені В. Н. Каразіна, а також на всеукраїнських і міжнародних симпозіумах і конференціях:

1.Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2015», 1-3 квітня, 2015: Київ, Україна;

2. 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves MSMW'2016, June 21–24, 2016, Kharkiv, Ukraine;

3. 8th Intern. Conference Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals UWBUSIS'2016, September 5–11, 2016, Odessa, Ukraine;

4. IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering YSF–2017, October 17-20, 2017, Lviv, Ukraine;

5. 9-th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals UWBUSIS-2018, September 4–7, 2018, Odessa, Ukraine;

6. 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019, July 2–6, 2019: Conference Paper. Lviv, Ukraine;

7. 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week, UkrMW 2020, September 21–25, 2020: onference Paper. Kharkiv, Ukraine.

Публікації.

Основні наукові результати дисертації опубліковано в 8 статтях: 6 – у фахових виданнях України (з яких 2 – у виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus i Web of Science); 2 – у зарубіжних спеціалізованих виданнях (з яких 2 – у виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus i Web of Science); в 2 патентах України; 10 працях апробаційного характеру (з яких 8 – у виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus i Web of Science).

Структура та обсяг дисертації.

Дисертація складається із анотації, вступу, п'яти розділів, висновків, списку використаних джерел і додатку. Обсяг загального тексту дисертації становить 157 сторінок, з яких 118 сторінок основного тексту. Список використаних джерел містить 118 найменувань. Дисертація ілюстрована 66 рисунками і 2 таблицями.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА ВИБІР НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕНЬ

1.1 Твердотілі джерела терагерцового випромінювання

Існує багато підходів до отримання коливань на частотах терагерцового діапазону. Проте основними критеріями з точки зору практичної реалізації залишаються ефективність, відносна простота та габарити, робоча температура, досягнута вихідна потужність і частота генерації, можливість налаштування та перебудови. Ці аспекти пристроїв є стандартом, за яким в першу чергу необхідно їх розглядати.

Основний підхід, що дозволяє твердотілим приладам освоювати терагерцовий діапазон є покращення їх частотних властивостей. Обмеження, що обумовлене скінченним часом прольоту носіїв заряду обмежує створення єдиного приладу, що здатний працювати по всій смузі частот терагерцового діапазону. Основними приладами, які освоюють терагерцовий діапазон з боку низьких частот є діоди Гана, лавино – пролітні та тунельно- пролітні діоди. Механізми, які визначають появу негативної провідності у цих типів діодів і визначають верхню межу їх роботи по частоті. Діоди Ганна та ЛПД можуть працювати на частотах до 400–500 ГГц та генерувати з потужністю до 280 мкВт на частотах близько 400 ГГц, проте гранична частота досягається лише при роботі на гармоніках [27].

Отримана частота генерації на тунельно- інжекційних діодах досягає близько 200 ГГц при вихідній потужності близько 10 мкВт [28]. З точки зору отримання високих частот твердотілими приладами хороші результати отримані з використанням резонансо- тунельних діодів [29,30].

Було отримано генератори на РТД з робочими частотами ≈1 ТГц [30] та ≈1,1 ТГц [31] відповідно. На сьогодні робочі частоти осциляторів РТД досягли майже 2 ТГц [32]. Найближчим конкурентом РТД у терагерцовому

діапазоні є квантово- каскадні лазери (ККЛ), проте на відміну від ККЛ РТД вони працюють за кімнатної температури, і це є їх суттєвою перевагою в порівнянні з ККЛ.

Вихідна потужність осциляторів РТД наближається до рівня мкВт у верхній частині ТГц частоти [33]. Різні типи основних генераторів ТГц і суб-ТГц були продемонстровані [30–32, 34]. Деякі з них надзвичайно малі [30].

Квантово- каскадні лазери з самого початку розглядалися як ідеальні кандидати для вирішення проблеми терагерцового провалу і були предметом багатьох досліджень з моменту їх першої появи. За своєю суттю ККЛ - це напівпровідникові лазери, що працюють в середній частині ІЧ діапазону на частотах від 15 до 100 ТГц та терагерцовому діапазоні від 1,5 до 5,0 ТГц. Вперше генерація в ТГц на ККЛ отримана у 2002 р [35]. З ряду причин, у тому числі необхідності охолодження до 100К або нижче, використання деяких типів лазерів було обмежено. Зв'язок між частотою коливань (довжиною хвилі) та робочою температурою ККЛ показана на рис. 1.1.



Рис. 1.1. Залежність робочої температури від частоти генерації за даними [3]

Генератори безперервної дії, що працюють при кімнатних температурах, були реалізовані тільки на частотах вищих за 10 ТГц [36].

1.2 Проблеми побудови активних елементів з використанням ефекту міждолинного переносу електронів та ударної іонізації

Серед всіх відомих твердотільних джерел терагерцового випромінювання найбільшими рівнями вихідною потужністю володіють прилади на лавинних ефектах і ефекті міждолинного перенесення електронів [37]. З цієї точки зору саме цим ефектам потрібно віддати перевагу при створенні ефективних джерел терагерцового випромінювання.

Характерною рисою цих приладів є те, що частота на якій працює прилад, визначається сумою часу протягом якого відбувається формування хвилі об'ємного заряду та часу її дрейфу в активній зоні, яка наближено дорівнює відстані між катодним та анодним контактами. Підвищення робочих частот можливе шляхом зменшення часу розповсюдження хвилі просторового заряду, що реалізується шляхом збільшення швидкості дрейфу електронів або за рахунок зменшення довжини активної області. У цьому випадку головною перешкодою для отримання генерації на частотах терагерцового діапазону стають інерційні ефекти, що пов'язані зі скінченною величиною часу прольоту носіїв заряду в приладах та затримками в перерозподілі частинок за імпульсом та енергією. Проте не тільки вони впливають на частоту генерації. При підвищенні частоти роботи, зокрема в діодах з МПЕ, при спробі використання діодів в субміліметрову діапазоні коефіцієнт корисної дії (ККД) знижується, а в більшості випадків генерація стає неможливою. Для приладів цього типу виділяють дві причини зниження ККД [38,39]. Перша причина обумовлена тим, що при підвищенні напруженості електричного поля електрони не встигають швидко набрати енергію ΔE , яка необхідна їм для міждолинного переходу, а відповідно при зниженні поля електрони не можуть швидко перейти із верхньої долини в нижню рис. 1.2.



Рис. 1.2. Залежність проміжків часу релаксації: 1 – концентраційний час міждолинної релаксації електронів з X- долини в Γ - долину; 2 – час міждолинної релаксації імпульсу електронів з X- долини в Γ - долину; 3 – концентраційний час міждолинної релаксації електронів з Γ - долини в X- долину; 4 – міждолинний час релаксації енергії електронів з 3 X- долини в Γ - долини в Γ - долину; 5 – час міждолинної релаксації імпульсу електронів з Γ - долини в X- долину; 5 – час міждолинної релаксації імпульсу електронів з Γ - долини в X- долину; 5 – час міждолинної релаксації імпульсу електронів з Γ - долини в X- долину; 5 – час міждолинної релаксації імпульсу електронів з Γ - долини в X- долину

Другою причиною є існування так званої «мертвої зони» – відстані, яку потрібно пройти електрону в електричному полі для того, щоб отримати енергію ΔE в режимі генерації. Опір області діода, в якій знаходиться «мертва зона» позитивний і ввімкнений послідовно з від'ємним опором активної частини діода. Ця проблема розв'язується, як правило, зміною структури кристалу на катодному контакті. В більшості випадків це зводиться до створення біля катоду області сильного поля [40], наприклад, використовуючи спеціальне легування, контакт у вигляді бар'єра Шоткі тощо, або підвищенням енергії електрона, наприклад у результаті проходження його через границю, що знаходиться на межі, що розділяє два напівпровідника з різною шириною забороненої зони (гетероперехід) [41,42].

Такий підхід дозволяє отримати генерацію електромагнітних коливань основної гармоніки з використанням діодів на основі GaAs на частотах 100...200 ГГц [43-46].

Отримання ж максимальних частот цілком визначається першою причиною. Причому величини проміжків часу, протягом якого відбувається зворотній перехід, як правило, перевищують тривалість прямих переходів і тому саме вони визначають граничні частотні властивості приладів.

Треба зазначити, що якщо довжина активної області складає близько сотні або декількох сотень нанометрів і стає за величиною близькою до характерних довжин релаксації носіїв по імпульсу і енергії, то існуючі критерії отримання генерації також стають непридатними. Зокрема, критерій Кремера, який визначає область існування генерації в діодах Ганна [39], спочатку було отримано за умови, що постійна часу утворення домену значно перевищує час релаксації енергії електрона, а довжина домену перевищує довжину вільного пробігу носіїв заряду. Очевидно, що ці умови не виконуються в випадку коротких діодів.

Одним з напрямків підвищення швидкодії при зміщенні в бік високих частот є використання матеріалів з кращими базовими параметрами (зворотні часи міждолинних переходів, дрейфова швидкість), ніж у традиційного матеріалу – GaAs. Так лише проста заміна GaAs на InP при збереженні конструкції діодів показала збільшення граничних частот роботи діодів до 300 ГГц [43-46]. Порівняльний аналіз показав існування цілого ряду напівпровідникових сполук, які можуть стати альтернативою як GaAs, так і InP. До таких матеріалів можна віднести InGaAs [47,48], GaInPAs [49] та нітридні сполуки (InN, GaN, InGaN та ін.) [50-52].

Напівпровідникові нітриди привернули увагу завдяки своїм унікальним властивостям. На відміну від приладів, створених на основі традиційних напівпровідникових матеріалів (Si, GaAs та ін.), прилади на основі нітридів здатні працювати в значно ширшому діапазоні частот, при більш високих температурах, з більшою вихідною потужністю, а також мають високу радіаційну стійкість, що значно розширює сферу їх застосування.

У більшості нітридів спостерігається ефект міждолинного перенесення електронів, що в поєднанні з малим часом міждолинних переходів, робить їх привабливими для створення діодів, здатних генерувати електромагнітні коливання в терагерцовому діапазоні [53,54].

До матеріалів, які можна розглядати як перспективні для створення приладів на основі ефекту міждолинного перенесення електронів відносяться BN, GaN, AlN, InN та їх сплави [55-57]. Зроблені теоретичні оцінки генерації діодами на основі нітридних сполук показали їх виняткові характеристики, як за частотою так і потужністю, які переважають характеристики діодів на основі GaAs та InP. Оптимізм пов'язаний з використанням нітридів стримується відсутністю експериментальних результатів, що підтверджують проведені розрахунки. Головною причиною, на думку багатьох вчених, є відсутність якісного бездефектного матеріалу, який необхідний для реалізації діодів. Також, як можливу причину, можна розглядати суттєво більші значення порогових полів і концентрацій носіїв заряду, які необхідні для отримання генерації у відповідності до параметрів матеріалу та критерію Кремера. Так що порогове поле, що відповідає граничному полю виникнення від'ємної диференціальної провідності у GaN майже в 50 раз вище, ніж у GaAs, рухливість електронів в 10 разів нижча, ніж у GaAs, а діелектрична постійна вдвічі менше, ніж у GaAs, що призводить до більшої на порядок концентрації, яка необхідна для отримання генерації.

Чисельне моделювання діодів на основі GaN з довжиною активної області менше 0,3 мкм виконане за допомогою методу Монте-Карло [58] показало, що виникнення нестійкостей струму можливо при значеннях концентрації носіїв заряду меншою, ніж величина, яка визначається з критерію Кремера.

1.3 Варізонна концепція як засіб підвищення швидкодії напівпровідникових приладів

Ідея модифікації зонної структури виникла в середині минулого сторіччя як результат робіт по покращенню частотних властивостей біполярних транзисторів, проте не відповідала технологічним можливостям того часу. Технологічний прорив, пов'язаний з появою методу молекулярно– пучкової епітаксії, дозволив забезпечити високий рівень контролю складу напівпровідника, що вирощується, та зробив можливими створення напівпровідникових шарів, у яких склад змінюється з координатою. Стало можливим експериментально створити шар напівпровідника практично з довільною зоною структурою [59].

В напівпровіднику зі змінним складом одночасно відбувається зміна положення енергетичних зон та величини забороненої зони. Внаслідок цього напівпровідники із змінним по координаті хімічним складом отримали назву варізонних. Оціночним критерієм застосування варізонної концепції є обмеження на градієнт складу напівпровідника. Так в [60] стверджується, що застосовування варізонної концепції до матеріалу А_vB_{1-v} можливе в тому випадку, коли градієнт dy/dz не перевищує значення, при якому зміна складу матеріалу від А до В відбувається на відстані меншій, ніж 100 постійних решітки. У протилежному випадку можна говорити про наявність гетеропереходу та необхідності визначати енергетичний спектр носіїв заряду окремо для кожного матеріалу, що утворюють контакт. Таким чином, варізонний напівпровідник повинен задовольняти умові локального зв'язку властивостей та хімічного складу. Головною особливістю варізонних напівпровідників, що знаходить застосування в електроніці і зокрема є основою даної роботи, є можливість утворення квазіелектричних полів для носіїв заряду. В напівпровіднику із змінним основним складом змінюється заборонена зона, що призводить до зміни нахилів дна зони провідності (dE_c/dx) і стелі валентної зони (dE_v/dx) і є фактично зміною потенціальної енергії, що створює сили, що діють на електрони та дірки відповідно:

$$F_n = -\frac{dE_c}{dx}, \quad F_p = \frac{dE_v}{dx} \tag{1.1}$$

Ці сили отримали назву квазіелектричних і мають різну величину для кожного типу носія заряду. Завдяки цим силам виникають потоки носіїв з області широкозонного матеріалу в область вузькозонного.

В загальному випадку квазіелектричні сили, що діють на заряджені частинки визначається градієнтами параметрів зонної структури від координати. Крім квазіелектричних сил, що визначаються співвідношенням (1.1), найчастіше при аналізі електронних процесів у варізонних напівпровідниках враховується залежність від координати густини станів.

Можливості зміни параметрів напівпровідників за зміни їх складу в рамках одної сполуки показані на рис.1.3 [61].



Рис. 1.3. Рухливість електронів у Г-дилині за $T_{\Gamma} = 300$ К (а) та величина енергетичного проміжку між Г та L долинами (б) у різних напівпровідникових сполуках: 1 - Al_xGa_{1-x}As; 2 - GaP_xAs_{1-x}; 3 - In_xGa_{1-x}As; 4 -In_{1-x}Ga_xP; 5 - InP_{1-x}As_x; 6 - In_{1-x}Al_xAs

Наведені результати показують не тільки можливості покращення

частотних властивостей за рахунок використання напівпровідників з більшою величиною дрейфової швидкості, але і можливості зміни умов їх енергетичного розподілу і відповідно впливати на швидкість їх енергетичної релаксації.

1.4 Ударна іонізації в твердотілих надвисокочастотних приладах

Ударна іонізація спостерігається в основному на довгих діодах в десятки і сотні мікрон. Однак вона можлива і в досить коротких діодах при високих імпульсних перенапруженнях. Основна область використання ударної іонізації у високочастотній електроніці є різні модифікації лавиннопролітних діодів, в яких вона виступає як корисний ефект, який визначає їх роботу.

Для виготовлення лавинно-пролітних діодів в переважній більшості використовують у якості матеріалу кремній, що зумовлено розвитком технологій його обробки [62]. Що стосується ЛПД на основі GaAs, то наявні результати вказують, що їх частотні властивості обмежені частотою близько 150 ГГц [63]. На противагу GaAs як матеріалу, що найбільш широко використовується у твердотілій надвисокочастотній електроніці, для виготовлення ЛПД, які здатні просунутися в терагерцову область, розглядаються ЛПД на основі більш широкозонних матеріалів, зокрема InP та 4H-SiC та алмазу II [64-68].

В той же час, хоча такі матеріали як GaN з модифікацією вюрциту і алмазу II за зробленими теоретичними оцінками є перспективними для отримання високих рівнів потужності в області терагерцового діапазону, в науковій літературі відсутні експериментальні результати, що свідчать про практичну реалізацію ЛПД на цих матеріалах.

Що стосується частотних можливостей ЛПД на основі різних матеріалів, то вони головним чином характеризуються двома часовими параметрами: часом розвитку лавини та часом її прольоту через діод, які у сукупності визначають верхню частотну межу роботи приладу. Перший параметр можна взяти за орієнтир, що визначає можливості врахування ударної іонізації як фактора, що визначає роботу не тільки ЛПД, а й може характеризувати в цілому можливості використання ударної іонізації у інших приладах, що працюють на гранично високих частотах.

Одним з ефектів в приладах на основі широкозонних матеріалів, в тому числі і нітридних сполук, що викликає інтерес, є ударна іонізація (УІ). Час розвитку УІ в широкозонних матеріалах може мати величину порядку 10⁻¹⁴ с [69], що робить цей механізм привабливим для використання при конструюванні активних елементів терагерцового діапазону.

Окремо заслуговує уваги ударна іонізація, що ініційована носіями заряду лише одного типу, яка є цікавим ефектом для використання в надшвидкісних приладах [18,69]. Існує кілька важливих особливостей і переваг у цього випадку. Зокрема співвідношення коефіцієнтів іонізації електронів і дірок стає нульовим. В результаті можна отримати постійний час відгуку [70] та високі частотні характеристики, які досягають терагерцового діапазону [71]. Цей факт дає підстави для використання цих явищ у діодах для різних застосувань в терагерцовому діапазоні. Гранична частота роботи визначається часом відгуку, який дорівнює часу проходження електронів і дірок через діод.

Висновки до розділу 1

1. Основними напівпровідниковими приладами, які освоюють терагерцовий діапазон з боку низьких частот є діоди Гана, лавино – пролітні та тунельно- пролітні діоди. Механізми, які визначають появу негативної провідності у цих типів діодів, і визначають верхню межу їх роботи по частоті.
2. Напівпровідникові ККЛ розглядалися як ідеальні кандидати для вирішення проблеми терагерцового провалу, але по ряду причин, у тому числі необхідності охолодження до 100К або нижче, використання деяких типів лазерів було обмежено.

3. Зроблені теоретичні оцінки генерації діодами на основі нітридних сполук показали їх виняткові характеристики, як за частотою так і потужністю, які переважають характеристики діодів на основі GaAs та InP.

4. Варізонні напівпровідники знаходить широке застосування в електроніці і зокрема є основою даної роботи. Їх головною особливістю є можливість утворення квазіелектричних полів для носіїв заряду. В напівпровіднику із змінним основним складом змінюється заборонена зона, що призводить до зміни нахилів дна зони провідності і стелі валентної зони, і фактично є зміною потенціальної енергії, що створює сили, що діють на електрони та дірки.

5. Ударна іонізація, що ініційована носіями заряду лише одного типу є перспективним ефектом для використання в надшвидкісних приладах та може розглядатися як спосіб покращення частотних характеристик приладів для використання їх в терагерцовому діапазоні.

РОЗДІЛ 2

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ КОРОТКИХ ДІОДНИХ ЕЛЕМЕНТІВ ЗІ СКЛАДНОЮ ЗОННОЮ СТРУКТУРОЮ ТА УДАРНОЮ ІОНІЗАЦІЄЮ

2.1 Обґрунтування вибору математичного підходу та методу моделювання

Початковими передумовами при моделюванні електронних процесів в напівпровідниках є уявлення про електрони та дірки як частинках з заданим співвідношенням між енергією і хвильовим вектором.

У фазовому просторі рух кожної частинки під дією зовнішніх сил може бути представлено рухомою точкою і описується рівняннями:

$$\dot{r} = \vec{v} = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} E(\vec{k}), \qquad (2.1)$$

$$\hbar \vec{k} = \vec{F} , \qquad (2.2)$$

де \vec{v} - швидкість, \vec{F} - сила, що діє заряджену частинку.

Розподіл носіїв заряду (електронів та дірок) у фазовому просторі описується функцією розподілу. Еволюція функції розподілу в результаті розсіювання та руху заряджених частинок визначається шляхом рішення кінетичного рівняння Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \nabla_{\vec{r}} f + \vec{k} \nabla_{\vec{k}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{CT}.$$
(2.3)

Знання функції розподілу дозволяє визначити всі основні усереднені параметри електронно- діркової системи: густина розподілу носів заряду у просторі, густина струму, потік кінетичної енергії та ін.

Серед методів вирішення кінетичного рівняння Больцмана найбільш точні результати моделювання можна отримати використовуючи метод Монте-Карло [72]. Якщо порівняти його з іншими методами, наприклад, з температурними моделями, то температурні моделі хоча і можуть використовуватися для інженерних розрахунків приладів, що працюють в міліметровому діапазоні (вони помірно трудомісткі і досить точні), однак, щоб це наближення можна було застосувати, середній час між електронелектронними зіткненнями має бути набагато менший, ніж час релаксації по імпульсу. Необхідно зауважити, що у випадку, коли декілька механізмів розсіяння будуть визначати електронний транспорт у приладі, зміщена функція розподілу Максвелла може розглядатися лише як грубе наближення [73]. Крім того, експериментальні дані та теоретичні розрахунки вказують на непридатність концепції ефективної електронної температури для коротких зразків.

Метод Монте-Карло полягає в безпосередньому моделюванні на ЕОМ руху електронів та дірок під дією зовнішніх сил, що діють на них та їх розсіювання на фононах і дефектах кристалічної решітки.

Перевагою методу Монте- Карло є можливість застосування його для моделювання процесів за умов суттєво малих розмірів приладу, що становлять частки мікрометра (субмікронна область) та при роботі на граничних частотах в умовах суттєвої нерівноваги напівпровідникової плазми.

Цей метод не тільки еквівалентний точному розв'язку рівняння Больцмана, але дає змогу отримати велику кількість додаткової інформації недоступної при безпосередньому розв'язанні рівняння (2.3).

Використання методу Монте- Карло суттєво спрощує аналіз приладів, що містять різнорідні матеріли та шари напівпровідників, які мають залежність складу від координати, оскільки такий аналіз зводиться до визначення локальних параметрів окремої частинки в певній точці фазового простору.

Важливою перевагою є можливість практично без ускладнень розглянути рух частинки при довільному законі дисперсії, і, що дуже важливо і має безпосереднє відношення до теми роботи, проаналізувати ситуацію, коли кількість частинок в системі та їх розподіл в фазовому та енергетичному просторах не залишається незмінним. Зокрема стає можливими розглянути процес ударної іонізації, тунельні ефекти та детально врахувати контакти.

2.2 Закони дисперсії носіїв заряду

У більшості ситуацій, що розглядаються в роботі, виникає необхідність врахування міждолинного перенесення електронів. З цієї причини для опису зони провідності була застосована багатодолинна модель зони провідності, яка враховує наявність як нижньої долини, так і долин, що розташовані вище за енергією.

Для моделюванні швидкоплинних процесів доцільно в допустимих межах спростити закон дисперсії, що і робиться в даній роботі. Зона провідності в кожній із розглянутих долин описується законом дисперсії, який враховує непараболічність кожної із долин [74]:

$$\mathcal{E}\left(1+\alpha \mathcal{E}\right) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m},\tag{2.4}$$

де $\boldsymbol{\mathcal{E}}(\vec{k})$ - кінетична енергія електрона, α - коефіцієнт непараболічності.

Так, для опису зонної структури напівпровідникових сполук, що мають структуру типу цинкової обманки (GaAs, InGaAs, AlGaAs та ін.), розглядається трьохдолинна ізотропна $\Gamma_6^C - L_6^C - X_6^C$ - модель зони провідності. Модель такої зони показано на прикладі GaAs на рис. 2.1.



Рис 2.1. Зонна структура GaAs, що використовувалася в розрахунках

Для опису структури енергетичних зон в кристалах типу вюрциту в загальному вигляді розглядалася тризонна модель зони провідності, яка в подальшому модифікувалася в залежності від типу матеріалу.

Зонна діаграма, наприклад, GaN (решітка типу вюрцита) показана на рис. 2.2. [75,76].



Рис. 2.2. Зонна структура GaN, що використовувалася в розрахунках

Електрони при розігріванні електричним полем переносяться з Гдолини, яка розташована в центрі зони Брілюена, в L-M долину і Г₁ - долину, Детальний опис процесу ударної іонізації в напівпровідникових структурах потребує врахування валентної зони та її параметрів. Одним з найефективніших методів для опису валентної зони в AlN, GaN та InN з вюрцитною структурою є kp-метод. Закон дисперсії, отриманий за його допомогою для енергії трьох долин валентної зони поблизу центра зони, $(k \rightarrow 0)$ дає:

$$\mathcal{E}_1 = F, \tag{2.5}$$

$$\boldsymbol{\mathcal{E}}_{2} = \frac{G+\lambda}{2} + \sqrt{\left(\frac{G-\lambda}{2}\right)^{2} + \Delta^{2}}, \qquad (2.6)$$

$$\mathcal{E}_{3} = \frac{G+\lambda}{2} - \sqrt{\left(\frac{G-\lambda}{2}\right)^{2} + \Delta^{2}}, \qquad (2.7)$$

де

$$F = \Delta_1 + \Delta_2 + \lambda + \theta, \qquad (2.8)$$

$$G = \Delta_1 - \Delta_2 + \lambda + \theta, \qquad (2.9)$$

$$\lambda = \frac{\hbar^2}{2m_0} \Big[A_1 k_z^2 + A_2 \Big(k_x^2 + k_y^2 \Big) \Big] + \lambda_{\varepsilon}, \qquad (2.10)$$

$$\theta = \frac{\hbar^2}{2m_0} \Big[A_3 k_z^2 + A_4 \Big(k_x^2 + k_y^2 \Big) \Big] + \theta_{\varepsilon}, \qquad (2.11)$$

$$\Delta = \sqrt{2}\Delta_3, \qquad (2.12)$$

де: $\Delta_1 = \Delta_{cr}$ - енергія розділеного кристалічного поля;

 $\Delta_2 = \Delta_3 = \frac{1}{3} \Delta_{so}$ - енергії впливу спін-орбітальної взаємодії; $A_1...A_6$ - параметри ефективних мас валентної зони; $D_1...D_4$ - деформаційні потенціали. З рівнянь (2.5-2.7) можна отримати поздовжню m_l^* та поперечну m_t^* ефективні маси для усіх трьох долин валентної зони:

$$m_{l1}^* = \frac{m_0}{-(A_1 + A_3)}, \quad m_{l1}^* = \frac{m_0}{-(A_2 + A_4)},$$
 (2.13)

$$m_{l2}^{*} = \frac{m_{0}}{-\left[A_{1} + \left(\frac{\mathcal{E}_{2}^{0} - \lambda_{\varepsilon}}{\mathcal{E}_{2}^{0} - \mathcal{E}_{3}^{0}}\right)A_{3}\right]}, \quad m_{l2}^{*} = \frac{m_{0}}{-\left[A_{2} + \left(\frac{\mathcal{E}_{2}^{0} - \lambda_{\varepsilon}}{\mathcal{E}_{2}^{0} - \mathcal{E}_{3}^{0}}\right)A_{4}\right]}, \quad (2.14)$$

$$m_{l3}^{*} = \frac{m_{0}}{-\left[A_{1} + \left(\frac{\mathcal{E}_{3}^{0} - \lambda_{\varepsilon}}{\mathcal{E}_{3}^{0} - \mathcal{E}_{2}^{0}}\right)A_{3}\right]}, \quad m_{t3}^{*} = \frac{m_{0}}{-\left[A_{2} + \left(\frac{\mathcal{E}_{3}^{0} - \lambda_{\varepsilon}}{\mathcal{E}_{3}^{0} - \mathcal{E}_{2}^{0}}\right)A_{4}\right]}.$$
 (2.15)

При розрахунках діодів на основі матеріалу типу цинкової обманки дисперсійне співвідношення для важких дірок можна представити у вигляді анізотропного закону дисперсії [77]:

$$\mathcal{E}_{\vec{k}} = \mathcal{E}_{V0} - \frac{\hbar^2}{2m_0} (\gamma_1 (k_\perp^2 + k_\parallel^2) \pm \sqrt{4\gamma_2^2 k^4 + 12(\gamma_3^2 - \gamma_2^2)(k_\perp^2 k_\parallel^2 + k_y^2 k_z^2)}), \quad (2.16)$$

де γ_1 , γ_2 і γ_3 - зонні параметри Латтінжера. Використання їх у виразі для закону дисперсії дає можливість застосувати лінійну апроксимацію при визначенні закону дисперсії для сполуки $A_z B_{1-z} C$ для різних значень молярної частки елементу А - z при визначенні параметрів γ_1 , γ_2 і γ_3 [72]. Для розрахунку процесів розсіяння за участю дірок використовується закон

дисперсії у вигляді

$$\mathcal{E}_{\bar{k}} = \mathcal{E}_{V0} - \frac{\hbar^2 (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2) |A|}{2m_0} (1 \pm g(\theta, \varphi)), \qquad (2.17)$$

де

$$g(\theta, \varphi) = \sqrt{b^2 + c^2 (\sin^2 \theta \cos^2 \theta + \sin^4 \theta \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi)}, \qquad (2.18)$$

$$b = \frac{|B|}{|A|}, \ c = \frac{|C|}{|A|}, \ A = \gamma_1; \ B = 2\gamma_2, \ C = \sqrt{12(\gamma_3^2 - \gamma_2^2)}.$$
(2.19)

Ефективна маса густини станів в зоні важких дірок визначається виразом:

$$m_{d} = m_{0} \left[\frac{1}{4\pi |A|^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi} \frac{\sin(\theta) d\theta d\phi}{1 - \sqrt{b^{2} + c^{2}(\sin^{2}\theta\cos^{2}\theta + \sin^{4}\theta\cos^{2}\phi\sin^{2}\phi)}} \right]^{\frac{2}{3}} (2.20)$$

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 використати параболічний закон дисперсії та обчислювати ефективну масу густини станів у вигляді (2.20).

В рамках завдань, що розв'язуються в роботі, зокрема при реалізації варізонної концепції, параметри зонної структури залежать від складу напівпровідника. Так, при моделюванні потрійних сполук $A_z B_{1-z} C$ необхідне визначення їх параметрів для будь-якого значення молярної частки z.

Більшість параметрів потрійної сполуки для сплаву $A_z B_{1-z} C$ можуть бути представлені як лінійні функції складу та отримані з параметрів подвійної сполуки *B* за правилом:

$$T(x) = zB_{AC} + (1 - z)B_{BC} \equiv a + bz, \qquad (2.21)$$

де: $a \equiv B_{BC}$; $b \equiv B_{AC} - B_{BC}$.

Такі параметри як ширина забороненої зони частіше представляються у вигляді квадратичної залежності *T* (*x*) від складу:

$$T(x) = zB_{AC} + (1-z)B_{BC} + x(1-z)C_{AB} \equiv a + bz + cz^{2}, \qquad (2.22)$$

де: $a \equiv B_{BC}$; $b \equiv B_{AC} - B_{BC} + C_{AB}$; $c \equiv -C_{AB}$, (c - параметр вигину).

2.3 Механізми розсіяння

У розрахунках враховувалися всі суттєві механізми розсіяння електронів: акустичне, полярне оптичне, домішкове, п'єзоелектричне, міждолинне і еквівалентне міждолинне. П'єзоелектричне розсіяння в нітридах робить істотний вплив на залежності швидкість-поле при постійній напруженості електричного поля і, природно, впливатиме на частотну межу негативної диференціальної провідності, зменшуючи її.

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

Для довгохвильових акустичних фононів закон дисперсії має вигляд:

$$\omega_{\bar{q}b} = s_b q \,. \tag{2.23}$$

Параметр зв'язку вибирається у вигляді [74]:

$$C_{qb}^2 = \Xi_b^2 q^2 = \Xi_d^2 q^2 . \qquad (2.24)$$

Ймовірність розсіювання:

$$W_{\mathcal{A}A}^{\pm}(\vec{k}) = \frac{\Xi_d^2 m^*}{4\pi\rho s_b \hbar^2 k} \int \left(N_{\vec{q}b} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \frac{1}{\eta} \left[(\eta + \alpha \hbar \omega_{\vec{q}b})^2 - \frac{\alpha \hbar^2 q^2}{2m} \right] q^2 dq \,, \quad (2.25)$$

де s_b - швидкість звуку; ρ - густина; $N_{\bar{q}b}$ - число фононів, визначається планківським розподілом:

$$N_{\bar{q}b} = (\exp(\hbar\omega_{\bar{q}b} / kT) - 1)^{-1}, \qquad (2.26)$$

де кут розсіяння:

$$-1 \le \cos \theta = \frac{2q_s \eta - q(1 - 2\alpha m^* s_l^2)}{2k} \le 1, \qquad (2.27)$$

де: $q_s = m^* s_l / \hbar$.

Для розсіяння при взаємодії з деформаційним потенціалом оптичних фононів у широкому інтервалі його значень поблизу q=0 закон дисперсії брався у вигляді:

$$\omega_{\bar{a}b} = \omega_{0b} = \omega_b. \tag{2.28}$$

Із врахуванням закону дисперсії (2.28) вираз для ймовірності розсіяння має вигляд:

$$W_{\mathcal{A}O}^{\pm}(\vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{D_0^2 m_d^{\frac{3}{2}}}{\rho \omega_0 \hbar^3 k} (N_{\omega_0} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}) \sqrt{\mathcal{E} + \hbar \omega_0} \Theta(\mathcal{E} \pm \hbar \omega_0) K^{\pm}, (2.29)$$

де:

$$K^{\pm} = 0, 5\sqrt{1 + \alpha(\mathcal{E} \pm \hbar\omega_0)} (1 + 2\alpha\mathcal{E} + \alpha\hbar\omega_0 + 1/(1 + 2\alpha\mathcal{E})).$$
(2.30)

Кут розсіяння:

$$-1 \le \cos \theta = \frac{2m^* \hbar \omega_0 (1 + 2\alpha \mathcal{E}_i \pm \alpha \hbar \omega_0) / q \mp q}{2k} \le 1.$$
 (2.31)

У полярних матеріалах типу A_3B_5 , A_2B_6 коливання протилежно заряджених атомів, окрім виникнення потенціалів деформації, приводять до появи макроскопічних електричних полів, які розповсюджуються на великі відстані і викликають полярне оптичне (ПО) розсіяння із імовірністю, що визначається виразом:

$$W_{\rm IIO}^{\pm}(\vec{k}) = \frac{e^2 \hbar \omega_0 m_d}{\hbar^2} \left(\frac{1}{\chi_{\infty}} - \frac{1}{\chi_{\rm CT}}\right) (N_{\omega_0} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}) \frac{1}{\hbar k} \int_{q_{\rm min}^{\pm}}^{q_{\rm max}^{\pm}} \frac{1}{\eta} \left[(\eta + \alpha \hbar \omega_0)^2 - \frac{\alpha \hbar^2 q^2}{2m} \right] \frac{dq}{q}$$
(2.32)

Інтегрування (2.32) дає:

$$W_{\Pi O}^{\pm}(\vec{k}) = \frac{e^2 \hbar \omega_0 m_d}{\hbar^2} \left(\frac{1}{\chi_{\infty}} - \frac{1}{\chi_{CT}} \right) (N_{\omega_0} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}) \frac{1}{\hbar k \eta} ((\eta \pm \alpha \hbar \omega_0)^2 \ln \frac{q_{\text{max}}^{\pm}}{q_{\text{min}}^{\pm}} - \frac{\alpha \hbar^2 k k^{\pm}}{m})$$
(2.33)

де k^{\pm} визначається з:

$$\hbar k^{\pm} = \sqrt{2m_d^* (\boldsymbol{\mathcal{E}} \pm \hbar \omega_0)(1 + \alpha (\boldsymbol{\mathcal{E}} \pm \hbar \omega_0)))} .$$
(2.34)

Для короткохвильових фононів, незалежно від їх належності до акустичної або оптичної гілок, прийнято вважати, що їх частота не залежить від хвилевого вектора, тобто:

$$\omega_{\bar{q}b} = \omega_{if} \tag{2.35}$$

Сума по однотипних долинах в які здійснюється перехід дає чисельний множник Z_i , що дорівнює кількості цих долин в зоні Брілюена без вираховування початкової. Ймовірність міждолинного розсіяання із врахування (2.26) визначається аналогічно до (2.29) у вигляді:

$$W_{M\mathcal{I}}^{\pm}(\boldsymbol{\mathcal{E}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{Z_f D_{if}^2 m_{df}^{\frac{3}{2}}}{\rho \omega_0 \hbar^2 \hbar \omega_{if}} (N_{\omega_{if}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}) \cdot , \qquad (2.36)$$

 $\cdot (1 + \alpha_i \boldsymbol{\mathcal{E}}_i)(1 + \alpha_f \boldsymbol{\mathcal{E}}_f)(1 + 2\alpha_f \boldsymbol{\mathcal{E}}_f)^{-1} \sqrt{\boldsymbol{\mathcal{E}}_f (1 + \alpha_g \boldsymbol{\mathcal{E}}_f)}$

де:

$$\boldsymbol{\mathcal{E}}_{f} = \boldsymbol{\mathcal{E}}_{i} - \Delta_{if} \pm \hbar \boldsymbol{\omega}_{if}, \qquad (2.37)$$

а $\Delta_{if} \in p$ ізниця енергій мінімумів долин *i* та f.

Для ймовірності домішкового розсіяння використовується формула Рідлі [78].

Відповідна імовірність має вигляд [74]:

$$W_{\mathcal{AP}}(\vec{k}) = \frac{v(\vec{k})}{2b_m} (1 - \exp(-\frac{2b_m W_{BH}(\vec{k}))}{v(\vec{k})}), \qquad (2.38)$$

де: $W_{BH}(\vec{k})$ - імовірність розсіяння, яка визначається у відповідності до формула Брукса – Херрінга; $b_{\max} = 0.5 N_{np}^{-1/3}$; N_d - концентрація домішок.

В нітридах пружна деформація супроводжується появою макроскопічних електричних полів і п'єзоелектричного розсіяння (ПА-фонони). В кристалах при низьких температурах п'єзоелектричне розсіяння стає основним механізмом розсіяння теплових електронів. Імовірність виходу із стану при розсіянні на ПА-фононах:

$$W_{\Pi A}(\vec{k}) = \frac{e^2 \vec{k} T K_{av}^2}{4\pi \varepsilon \hbar^2 v} ([\ln(1+x) - x/(1+x)]), \qquad (2.39)$$

де введена безрозмірна енергія. Використання ізотропної моделі дає [78]:

$$K_{av}^{2} = \frac{\left\langle e_{l}^{2} \right\rangle}{\varepsilon c_{L}} + \frac{\left\langle e_{t}^{2} \right\rangle}{\varepsilon c_{T}}.$$
(2.40)

У решітці із структурою вюрцита, для подовжніх хвиль отримуємо [79]:

$$\left\langle e_{l}^{2} \right\rangle = \frac{1}{7} e_{33}^{2} + \frac{4}{35} e_{33} (e_{31} + 2e_{15}) + \frac{8}{105} (e_{31} + 2e_{15})^{2},$$
 (2.41)

а для поперечних:

$$\left\langle e_{t}^{2} \right\rangle = \frac{2}{35} (e_{33} - e_{31} - e_{15})^{2} + \frac{16}{105} e_{15} (e_{33} - e_{31} - e_{15}) + \frac{16}{35} e_{15}^{2}.$$
 (2.42)

2.4 Розподіл потенціалу та рівняння руху носіїв заряду

При реалізації методу великих частинок виникає необхідність мати ефективний алгоритм розв'язку рівняння Пуассона. Для напівпровідникового гетероструктурного або варізонного приладу суттєвим є залежність складу від координати. Враховуючи, що переважно такі структури на практиці отримуються за допомогою методу молекулярно – пучкової епітаксії, мова йде про зміну складу вздовж одного напрямку - z = f(x).

Передбачається, що розподіл складу z(x) сполуки $A_z B_{1-z} C$, може бути як безперервною функцією координати x (варізонний шар), так і змінюватися стрибком (гетероперехід). Для визначення розподілу електростатичного потенціалу та сил, що діють на частинки в довільній точці, область моделювання, що відповідає структурі, що досліджується, розбивається уздовж напрямку зміни складу на 2^n шарів, та $2^n + 1$ вузлів відповідно. Для кожного шару є набір з двох значень z(x), що відповідає лівому і правому вузлу. Такий підхід дозволяє визначати наявність гетеропереходу на границі, що розділяє шари, та врахувати стрибок властивостей матеріалу.

Відповідно до закону z(x) змінюється і відносна діелектрична проникність матеріалу. З фізичних міркувань її велична в залежності від xвизначається з використаням співвідношення [80]:

$$\varepsilon_{AB} = \frac{1 + 2\left(z(x)\frac{\varepsilon_A - 1}{\varepsilon_A + 2} + (1 - z(x))\frac{\varepsilon_B - 1}{\varepsilon_B + 2}\right)}{1 - \left(z(x)\frac{\varepsilon_A - 1}{\varepsilon_A + 2} + (1 - z(x))\frac{\varepsilon_B - 1}{\varepsilon_B + 2}\right)},$$
(2.43)

де, ε_{AB} - електрична проникність сполуки $A_z B_{1-z} C$;

 ε_{A} - електрична проникність AC;

$\varepsilon_{\scriptscriptstyle B}$ - електрична проникність сполуки BC.

Рівняння Пуассона для визначення розподілу електростатичного потенціалу при моделювання з використанням двовимірного наближення має вигляд:

$$\sum_{\varphi=1}^{2} \frac{\partial}{\partial q_{i}} \left(\varepsilon \left(q_{i} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial q_{i}} \right) = L\varphi = \frac{\rho}{\varepsilon_{0}}.$$
(2.44)

Граничними умовами для розв'язку рівняння (2.44) в області розрахунку Ω , яка має границю ∂G , є значення потенціалу на електродах контактів:

$$\varphi_m = \varphi_m + V_m(t) \quad , \tag{2.45}:$$

де φ_m - контактна різниця потенціалів; $V_m(t)$ - прикладена ззовні напруга.

На іншій частині ∂G , що розділяє прилад з зовнішнім середовищем, використовується умова рівності нулю нормальної компоненти поля:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}} \right|_{dG} = 0$$

Для визначення густини заряду у вузлах сітки і відновлення сили, що діє на частинку в точці її перебування, використовується HCIC-метод [13].

Час моделювання, особливо при багатовимірному випадку, в значній мірі визначається методом розв'язання рівняння (2.44). Ефективним методом розв'язку еліптичних рівняння Пуасссона є багатосітковий метод [81-83]. Для цього диференціальному оператору *L* в рівнянні (2.44) ставиться у відповідність диференційний кінцево-різницевий оператор, який визначається на рівномірній сітці:

$$G_{h} = \left\{ (x_{i}, y_{j}) \middle| x_{i} = ih_{x}, y_{j} = jh_{y}, 0 \le i \le N_{x}, 0 \le i \le N_{y} \right\}$$
(2.46)

Розв'язок шукається у вигляді дискретної сіткової функції $u_{i,j}$ як розв'язок кінцево-різницевого рівняння:

$$L_h u_h = -f_h \,. \tag{2.47}$$

У результаті ітераційного процесу з використання матричної прогонки та застосуванням методу Гаусса-Зейделя визначається похибка $\mathcal{P}_h^i = u_h - u_h^i$ та нев'язка:

$$r_h^i = -f_h - L_h u_h^i \,. \tag{2.48}$$

Подальше уточнення розв'язку відбувається шляхом розв'язку кінцеворізницевого рівняння для похибки:

$$L_h \mathcal{G}_h^i = r_h., \qquad (2.49)$$

та корекції наближеного рішення:

$$u_{h}^{i+1} = u_{h}^{i} + \theta_{h}^{i},$$
 (2.50)

де:

$$\mathcal{G}_{h}^{i} = \left(L_{h}^{i}\right)^{-1} r_{h}^{i}.$$
(2.51)

Основна ідея багатосіткового методу полягає в тому, що на грубій сітці не обов'язково розв'язувати рівняння $L_h \mathcal{G}_h^i = r_h$ точно. Досить провести кілька згладжувань і отримати наближене значення нев'язки. При цьому ефективно придушуються високочастотні для даної сітки компоненти розв'язку, а низькочастотні складові, що залишаються, можна ефективно згладити при переході на більш грубу сітку.

В процесі моделювання використовувалися структуровані сітки та геометричний повносітковий метод, що забезпечує максимальну точність визначення φ (до граничних значень).

Для вибраного закону дисперсії (2.4) вплив зміни параметрів напівпровідника на рух частинок в кристалі враховується координатною залежністю розподілів потенціальної енергії $\Delta E_c(x)$ та $\Delta E_v(x)$, ефективних мас та коефіцієнтів непараболічності, градієнт яких є постійним в межах комірки просторової дискретизації. Рівняння для еволюції в часі координати \vec{r} та хвилевого вектора електрона та дірки \vec{k} за таких умов визначається системою рівнянь [8, 84]:

$$\frac{d\vec{r}_{e}}{dt} = \frac{\vec{p}_{e}(t)}{m_{e}^{*}\sqrt{1 + \frac{2\alpha}{m_{e}^{*}}p_{e}^{2}(t)}},$$
(2.52)

$$\frac{d\vec{r}_p}{dt} = \frac{\vec{p}_e(t)}{m_e^*},\tag{2.53}$$

$$\frac{d\vec{p}_{e}}{dt} = -e\nabla\left(\varphi + \chi\left(x\right)\right) + \frac{E_{e}}{m_{e}^{*}} \frac{\nabla m_{e}^{*} + E_{e}\nabla\left(m_{e}^{*}\alpha\right)}{1 + 2\alpha E_{e}},$$
(2.54)

$$\frac{d\vec{p}_p}{dt} = -e\nabla\left(\varphi + \chi\left(x\right) + E_G(x)\right) + \frac{E_p}{m_p^*}\nabla m_p^*.$$
(2.55)

Градієнт складу z(x) на кінцях інтервалів визначає градієнт $\Delta E_{c}(x)$, $\Delta E_{v}(x)$ та величини квазіелектричних полів для електронів і дірок в межах просторового інтервалу.

Вимога відсутності струму через межі області приладу, що моделюється, за винятком електродів, найкраще задовольняється відбиванням будь-яких частинок, які потрапляють на межу.

На кожному кроці Δt перевіряються умови електронейтральності в області омічних контактів.

2.5 Загальна процедура моделювання

2.5.1 Визначення довжини вільного пробігу

Величина відрізка вільного руху визначається ймовірністю $W_{\Sigma}(E(t))$ розсіятися частинкою, що має енергію \mathcal{E} , в одиницю часу. $W_{\Sigma}(E(t))$ загальна квантовомеханічна ймовірність, яка є сумою ймовірностей розсіяння під дією усіх механізмів, які приймаються до розрахунку.

Момент часу *t*, в який відбувається розсіювання, визначається умовою:

$$\int_{0}^{t} W_{\Sigma}(E(t))dt) = -\ln z.$$
(2.56)

Щоб мати можливість аналізувати швидкоплинні процеси, які обумовленні високочастотними процесами в структурах, що розглядаються, для визначення моменту розсіяння частинки вдаємося до числового розв'язання рівняння (2.56). Для цього після кожного акту розсіяння генерується випадкове число *z*. Потім на подальших часових кроках відбувається зміна стану частинки і одночасно накопичення інтегральної суми для визначення інтегралу в (2.56).

Для моделювання кінетичних процесів необхідно вибрати механізми, які є актуальними в умовах обчислювального експерименту. Для кожного механізму потрібно визначити $W_i(\mathcal{E})$ ймовірність переходу частинки з енергією \mathcal{E} зі стану *i* в стан *f* під дією цього механізму i, за умови його реалізації, знайти енергію і імпульс частинки в стані *f*.

Для розіграшу механізму розсіювання використовуємо метод Неймана. Для цього порівнюємо рівномірно розподілене в інтервалі (0...1) число z з величинами сум:

$$\sum_{i=1}^{m-1} \frac{W_i(\mathcal{E})}{W_{\Sigma}(\mathcal{E})} < z < \sum_{i=1}^m \frac{W_i(\mathcal{E})}{W_{\Sigma}(\mathcal{E})}, \qquad (2.57)$$

де $m = 1, 2, 3...m_{max}$, m_{max} – число врахованих механізмів розсіювання. При виконанні нерівності для розсіювання вибирається механізм з номером m. Далі для вибраного механізму розсіювання за відомим значенням енергії та імпульсу до розсіяння знаходиться значення енергії і імпульсу після розсіяння. Для спрощення процедури моделювання параметри матеріалу, що визначають $W_i(\mathcal{E})$, вважають постійними в межах комірки просторової дискретизації.

2.5.2 Визначення стану частинок після розсіяння

Напрям імпульсу у просторі визначається двома кутами: азимутальним $\mathscr{G}\left(-\frac{\pi}{2} \leq \mathscr{G} \leq \frac{\pi}{2}\right)$ та полярним φ $\left(0 \leq \varphi \leq 2\pi\right)$. У випадку, коли густина розподілу кінцевих станів є постійною, що має місце у випадку міждолинного розсіяння, ці кути визначаються шляхом генерації двох випадкових чисел z_1 та z_2 :

$$\cos \theta = 2z_1 - 1;$$
 (2.58)

$$\varphi = 2\pi z_2. \tag{2.59}$$

Складові імпульсу визначаються відповідно:

$$p_x = p\sin\theta\cos\varphi; \ p_y = p\sin\theta\sin\varphi; \ p_z = p\cos\varphi.$$
 (2.60)

Стан електрона і дірки після розсіяння на акустичних та полярних оптичних фононах визначався у відповідності до густини розподілу імпульсів $P^{\pm}(\vec{q})$, що є підінтегральними виразами відповідно у (2.25) та (2.32)

Для довгохвильових акустичних фононів відповідно до (2.25) електрон з імпульсом $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ при розсіянні на акустичному фононі може поглинути або випустити фонон з хвилевим вектором \vec{q} , що змінюється в межах:

$$q_{\min}^{\pm} < q < q_{\max}^{\pm}$$
, (2.61)

де: q_{\min}^{\pm} і q_{\max}^{\pm} визначаються виразами з виразу (2.27):

$$q_{\min}^{+} = \begin{cases} 2(q_{S}\eta - k) / (1 - 2\alpha m^{*}s_{l}^{2}) & k \le q_{S}\eta \\ 0 & k > q_{S}\eta \end{cases}; \ q_{\max}^{+} = 2(q_{S}\eta + k) / (1 - 2\alpha m^{*}s_{l}^{2}); (2.62) \end{cases}$$

$$q_{\min}^{-} = 0; \ q_{\max}^{-} = \begin{cases} 0 & k \le q_{S}\eta \\ 2(k - q_{S}\eta) / (1 - 2\alpha m^{*} s_{l}^{2}) & k > q_{S}\eta \end{cases}$$
(2.63)

Ймовірність передачі імпульсу $P_{\text{IA}}^{\pm}(\vec{q})$ - це підінтегральна функція в (2.25). Для визначення хвильового вектора фонона \vec{q} , що приймає участь у

розсіяннях, використовується методом Неймана [85]. Далі, використовуючи (2.25), знаходимо кут θ , а потім згідно з (2.59) кут φ .

Далі визначаємо координати вектору \vec{q} в системі координат S', яка пов'язана з вектором \vec{p} , у якій вісь *z* має напрям уздовж \vec{p} :

$$q_{z'} = q\cos\theta; \ q_{x'} = q\sin\theta\sin\varphi; \ q_{y'} = q\sin\theta\cos\varphi \tag{2.64}$$

Координати точки в системі, у якій розглядається рух

$$q = \begin{pmatrix} q_x \\ q_y \\ q_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Phi & -\cos \Theta \sin \Phi & \sin \Theta \sin \Phi \\ \sin \Phi & \cos \Theta \cos \Phi & -\sin \Theta \cos \Phi \\ 0 & \sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q_{x'} \\ q_{y'} \\ q_{z'} \end{pmatrix}, \quad (2.65)$$

де

$$\cos \Phi = \frac{p_{z}}{p}, \sin \Phi = \frac{p_{\perp}}{p}, \sin \Phi = \frac{p_{x}}{p_{\perp}}, \cos \Phi = -\frac{p_{y}}{p_{\perp}}, p_{\perp} = \sqrt{p_{x}^{2} + p_{y}^{2}}$$
(2.66)

В такий же спосіб визначається кінцевий стан у випадку полярного оптичного розсіяння.

Схожий підхід для визначення *q* застосовується при визначені стану в результаті розсіяння на домішках, де використовується процедура[74].

2.5.3 Врахування ударної іонізації

Ударна іонізація є одним з важливих процесів, які включено до розгляду. Врахування ударної іонізації вимагає точного уявлення про носії заряду при високих енергіях у хвості функції розподілу. Слід зазначити, що існують і більш складніші моделі зони провідності, які можна використовувати з методом Монте-Карло, і які можна використати при моделюванні нітридних напівпровідників. Розглядається УІ, яка ініціюється електронами в шарах n - типу і відбувається на порозі виникнення. В такому випадку УІ є рідкісним явищем серед усіх процесів.

Крім того, слід мати на увазі обчислювальну складність повного уявлення зони провідності і особливо при аналізі нестаціонарних процесів. Не дивлячись на погане уявлення зонної структури при вищих енергіях для таких моделей як наша, вони давали у порівнянні з експериментальними даними гарні результати, наприклад, для p–i–n діодів за наявності ударної іонізації у всьому діапазоні енергій [86].

Для напівпровідників з вузькою шириною забороненої зони, таких як InAs, більша частина переносу електронів обмежена поблизу забороненої зони, тому що порогові енергії набагато менші, ніж в широкозонних напівпровідниках. В поєднанні з великими міждолинними енергіями перенос електронів в цих матеріалах обмежений в центральній долині, яка може бути точно представлена в аналітичній формі. Крім того, ефекти квантового переносу менш важливі в цих матеріалах, оскільки носії не досягають великих енергій, за яких відбуваються ці процеси [69].

У розглянутих структурах передбачається, що ударна іонізація виникає в прианодній області, яка складається з вузькозонного матеріалу $Ga_z In_{1-z}As$ (малі значення z). Основною відмінністю методу є те, що порогові енергії, вірогідність іонізації та швидкість розсіювання розраховуються безпосередньо з величин, які оновлюються і чітко визначені.

Зонна структура моделюється з використанням коефіцієнтів параболічності для всіх трьох долин Г, L та X. Так як практично весь електронний транспорт відбувається майже в сферичній центральній долині, близької до краю зони, використовувався вираз для порогової енергії та швидкості ударної іонізації, який враховує непараболічність енергетичних долин. Порогові енергії ударної іонізації розраховуються відповідно наближенню [87] як:

$$E_{II} = \frac{\left(1+\gamma\right)}{2\alpha} \left[1 \pm \sqrt{1 - 4\alpha E_g \frac{\left(2+\gamma\right)}{\left(1+\gamma\right)^2}}\right],\tag{2.67}$$

де α - коефіцієнт параболи, E_g - ширина забороненої зони, γ - відношення ефективних мас тяжких дірок до електронів Г-долини. Механізм ударної іонізації розраховується відповідно Рідлі [78]. Хоча формула Рідлі відтворює формулу Келдиша, Рідлі приводить непараметризований вираз для швидкості ударної іонізації:

$$\frac{1}{\tau} = \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon}\right)^2 \frac{m_e^*}{\hbar^3} \frac{I_c^2 I_v^2}{\left(1+2\gamma\right)^{3/2}} \frac{\left(E-E_{\Pi}\right)^2}{E_g^2},$$
(2.68)

де I_c^2 та I_v^2 - інтеграли перекриття зони провідності та валентної, відповідно.

Для GaN ми описуємо ударну іонізацію використовуючи вірогідність ударної іонізації у вигляді [16,88,89]:

$$P_{II}^{GaN}(1/s) = 2.5 \cdot 10^6 (E_{in} - E_{th}^{GaN})^8 u(E_{in} - E_{th}^{GaN}), \qquad (2.69)$$

де: *Е_{in}* - енергія електрона в еВ;

 $E_{th}^{GaN} = 4eB$ - порогова енергія УІ;

 $u(E_{in}-E_{th}^{GaN})$ - одинична ступінчаста функція.

Цей вираз в порівнянні з не емпіричними результатами для GaN, володіє аналогічними експоненціальними і пороговими значеннями. Для сполуки Al_zGa_{1-z}N використовували лінійну інтерполяцію між ударною іонізацією в GaN i AlN, використовуючи для простоти нульове значення для AlN. Прагнучи до реалістичнішої оцінки для AlN, використовується підхід Келдиша [86]. Відповідна вірогідність ударної іонізації досягає значення:

$$P_{II}^{AlN}(1/s) = 7,04*10^{11}(E_{in} - E_{th}^{AlN})^2 u(E_{in} - E_{th}^{AlN}), \qquad (2.70)$$

де: $E_{th}^{AlN} = 6,8eB$.

Використовуючи результати перших принципових характеристик ударної іонізації від Юнга і ін., ми застосовуємо кусочно-лінійну залежність

між початковим (E_{in}) і кінцевим (E_{fin}) значенням енергії електронів, виміряну від мінімуму зони провідності [87]:

$$E_{fin} = \begin{cases} 0, & E_{in} < E_{th}^{AB}, \\ c_1(E_{in} - E_{th}^{AB}), & E_{th}^{AB} \le E_{in} \le E_{br}^{AB}, \\ c_2(E_{in} - E_0^{AB}), & E_{br} < E_{in}, \end{cases}$$
(2.71)

де: $E_{br}^{AB} = c_3 E_{gap}^{AB};$ $E_0^{AB} = \left[c_1 E_{th}^{AB} + (c_2 - c_1) E_{br}^{AB}\right] / c_2;$

 E_{th}^{AB} - є пороговою енергією сплаву при ударній іонізації, отриманій при використанні закону Вергарда про бінарні з'єднання E_{th}^{A} та E_{th}^{B} .

Коефіцієнти енергії, c_1 , c_2 і c_3 , на практиці вважаються не залежними від матеріалу, ми використовуємо значення Юнга та ін.: $c_1 = 0,55$, $c_2 = 0,267$, $c_3 = 2,11$, використовуваних для GaAs при температурі 300 К [86].

2.6 Верифікація математичної моделі на прикладі розрахунку кінетичних характеристик деяких подвійних та потрійних напівпровідникових сполук

Достовірність використаної моделі перевірялась шляхом обчислення залежність дрейфової швидкості v_d носіїв струму від напруженості однорідного електричного поля, що дозволяє провести пряме порівняння експериментальних і розрахованих методом Монте-Карло результатів та підібрати величини параметрів для використання в чисельному моделюванні. Таке порівняння є одним із критеріїв оцінки адекватності моделі та можливість її застосування в широкому інтервалі напруженостей електричного поля та зміні температури навколишнього середовища.

Базовий матеріалом, що розглядається в роботі, є сполука Ga_zIn_{1-z}As, властивості якої визначаються вмістом Ga. Функціональні залежності параметрів напівпровідника від вмісту Ga, які використовуються при моделювання методом Монте-Карло, наведені в таблиці 2.1.

Таблиця 2.1

Залежність параметрів с	сполуки Ga _z In _{1-z} As	від молярної	частки G	ła
-------------------------	--	--------------	----------	----

Параметр		Величина параметру в Ga _z In ₁ .	
Стала решітки, А		6,058-0,416z[/4,//,90,91]	
Густина, кг/м ³		(5,680-0,32z)·1000[90]	
Низькочастотна діелектричн	а стала	15,1-2,87z+0,67z ² [90]	
Високочастотна діелектрична стала		12,3-1,4z[90]	
Швидкість звуку, м/с		4280+960z[90]	
Акустичний деформаційний Г		7z+5,8(z-1)	
потенціал, еВ	L	9,2z+5,8(z-1)	
	Х	9,27z+5,8(z-1)	
Ефективна маса, m_e/m^*	Γ	1/(0.023+0.037z+0.003	
		z ²)[74,90]	
	$L m_l$	0,758-0,232z	
	(m_t)	(3,571+9,692z)[74,90]	
	$X m_l$	0,28+0,489z (8,333-	
	(m_t)	3,985z)[90,92]	
Енергетичні мінімуми	Γ	0,356+0,581z+0,502z ² [74,77,90-	
долин, еВ		92]	
	L	1,08-0,129z+0,818z ² [90]	
	Х	1,37-0,684z+1,275z ² [90]	
Коефіцієнт	Γ	$(1-m_{\Gamma}^{*})^{2}/\varepsilon_{\Gamma}[74,77,90-92]$	
непараболічності, eB ⁻¹	L	0,65z+0,54(z-1)[90]	
	Х	0,36z+0,9(z-1)[90]	
Міждолинний	Γ–L	$0,65 \cdot 10^{11}$ z+ 10^{11} (z-1)[74,77,90-	
деформаційний потенціал,		92]	
еВ/м	Γ–Х,	10 ¹¹ [1-5]	
	L–L		
	L–X	$0.5 \cdot 10^{11} z + 9 \cdot 10^{10} (z-1) [74,77,90-$	
		92]	
	X-X	$0.7 \cdot 10^{11} z + 9 \cdot 10^{10} (z-1) [74,77,90-$	
		92]	
Енергія міждолинних фононів, еВ		0,06584+0,009915z	
Електронна спорідненісти	4,9-0,83z[74]		
Оптичний деформаційний потенціал,		0,3z+(z-1)[74]	
еВ/м			
Енергія оптичних фононів,еВ		0,0343z+0,03128(z-1)	

На рис.2.3 – 2.5, показані отримані залежність дрейфової швидкості носіїв заряду від напруженості електричного поля для ряду сполук у напівпровідниковій системі Ga_zIn_{1-z}As, що відповідають різним молярними часткам Ga, які були розраховані методом Монте-Карло за даними таблиці 2.1.

Зокрема, на рис .2.3. наведена розрахована залежність дрейфової швидкості у арсеніді галію та аналогічні залежності отримані експериментально та розраховані іншими авторами, що наведені в [93].

Збільшення частки Ga призводить до зниження величини максимальної дрейфової швидкості носіїв заряду і величини негативної диференціальної рухливості, а також збільшення порогових напруженостей, відповідних максимуму дрейфової швидкості. Отримані результати співпадають з відомими даними, наприклад [90,93,94].



Рис. 2.3. Залежність дрейфової швидкості від електричного поля в сполуці GaAs. Червона лінія отримана з використанням математичної моделі, наведеній в данній роботі, чорні – представлені в роботі [93]



Рис. 2.4. Залежність дрейфової швидкості від електричного поля в сполуці Ga_zIn_{1-z}As, z=0,47. Червона лінія отримана з використанням математичної моделі, наведеній в данній роботі, чорні – представлені в роботі [94], чорні трикутники, квадрати та точки – експериментальні результати



Рис. 2.5. Залежність дрейфової швидкості від електричного поля в сполуці InAs. Червоні лінії отримані з використанням математичної моделі, наведеній в данній роботі, чорні – представлені в роботі [90], чорні трикутники та точки – експериментальні результати

Необхідно відмітити, що отримати експериментальну залежність дрейфової швидкості від напруженості електричного поля при його значній

величині неможливо внаслідок впливу ударної іонізації, яка у довгих зразках починається раніше, ніж міждолинне перенесення електронів, що і відображено на рис. 2.5

За відсутності надійних даних щодо залежності дрейфової швидкості у нітридних сполуках, зокрема у потрійній системі Ga_zIn_{1-z}N, верифікація використаних параметрів та моделі для розрахунку Ga_zIn_{1-z}N зроблена шляхом порівняння розрахункових залежностей дрейфової швидкості носіїв заряду від напруженості електричного поля в сполуці In_zGa_{1-z}N з різними молярними часток In, параметри якої наведено в таблиці 2.2. (рис. 2.6) з аналогічними отриманими також шляхом розрахунку, в тому числі з використанням методу Монте-Карло.



1,5,7- z=0, 2 - z=0,4, 3,4,6 - z=1; 1-3 – отримані використанням математичної моделі, наведеній в данній роботі, 4, 5 – представлені в роботі [6], 6, 7 – представлені в роботі [51]

Рис. 2.6. Залежність дрейфової швидкості від електричного поля в сполуці In_zGa_{1-z}N

Залежність параметрів сполуки In_{1-z}Ga_zN та In_{1-z}Ala_zN від молярної

Параметр		$In_{1-z}Ga_zN$	In _{1-z} Ala _z N	
Стала решітки, Å		3,545-	3,545-	
		0,356 <i>z</i> [77,95,96]	0,445 <i>z</i> [77,91,96]	
Густина, кг/м	л ³	(6,81-0,66z).1000[95,96,97-	(6,81-3,58z)·1000[91,93-	
		99]	99]	
Статична діелектрична		15,3–6,4 <i>z</i> [95-99]	15,3–6,9 <i>z</i> [97-99]	
стала				
Високочастотна		8,4–3,05 <i>z</i> [95,97-99]	8,4–3,63 <i>z</i> [97-99]	
діелектрична стала				
Енергія полярних		0,073+0,019z[95,98,99]	0,073+0,0303z[98,99]	
оптичних фононів, еВ				
Швидкість звуку, м/с		5170+350z[95]	5170+3890z[95]	
Акустичний	Γ	7,1+3z[98]	7,1+3z[98]	
деформаційний	Г	7.1+27[08]		
потенціал, еВ	11	7,1+32[98]		
	M–L	7,1+3z[98]	7,1+3z[98]	
Ефективна маса,	Γ	0,04+0,16z[98]	0,04+0,29z[98]	
m^*/m_e	Γ_1	0,25+0,15z[98]		
	M–L	1-0,4z[98]	1-0,6 z[98]	
Енергетичні	Γ	$0,7+1,08z+1,64z^{2}[91,98]$	0,7(1-z)+6,2z+2,5z(1-	
мінімуми долин,			z)[91,98]	
eB	Γ_1	2,475+2,815 <i>z</i> [98]		
	M–L	3,409+2,081 <i>z</i> [98]	<u>3,409+3,291z[98]</u>	
Коефіцієнт	Γ	$(1-m_{\Gamma}^{*})^{2}/\varepsilon_{\Gamma}[98]$	$(1-m_{\Gamma}^{*})^{2}/\varepsilon_{\Gamma}[98]$	
непараболічності	Γ_1	0[98]		
, eB ⁻¹	M–L	0[98]	0[98]	
Енергія між доли	инних	0.073+0.019z[95.98.99]	0.073+0.0303z[98.98]	
фононів, еЕ	5			
Електронна	L	5,8-1,7 <i>z</i> [99]	5,8-2,22 <i>z</i> [99]	
спорідненість,	eB		, , L]	
Оптичний деформаційний		0,9	0,9	
потенціал, еВ/м		, , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	,	
Енергія оптичних		0,073+0,019z[95,98,99]	0,073+0,0303 <i>z</i> [98,99]	
фононів,еВ				

частки Ga та Al

Природно, що для системи In_zGa_{1-z}N збільшення частки In призводить до збільшення величини максимальної дрейфової швидкості і величини

негативної диференціальної рухливості та зменшення порогових напруженостей, що відповідають максимуму дрейфової швидкості. Отримані результати співпадають з даними, що наведені в [6,51].

Висновки до розділу 2

1. Запропоновано математичну модель для розрахунку фізичних процесів в твердотілих приладах, що містять напівпровідникові сполуки, склад яких змінюється з координато (варізонні структури).

2. Багаточастковий метод Монте-Карло розвинуто для аналізу нестаціонарних процесів у варізонних напівпровідниках з урахуванням електронного та діркового транспорту за умови суттєво неоднорідних властивостей середовища, процесів ударної іонізації, ефекту міджолинного перенесення електронів та складної геометрії приладу.

3. Математичну модель верифіковано на прикладі розрахунку кінетичних характеристик ряду напівпровідникових сполук, що розглянуті в роботі. Показано відповідність отриманих результатів з експериментально отриманими та результатами розрахунків, що проводилися іншими авторами.

Результати цього розділу відображені в роботах автора [10, 13, 17, 18, 20, 21, 22, 24]

РОЗДІЛ З

ПРОСТОРОВІ ТА ЧАСОВІ ПАРАМЕТРИ УДАРНОЇ ІОНІЗАЦІЇ

Основою особливістю ударної іонізації в коротких структурах є її нелокальний характер як у часовій, так і у просторовій областях. Це насамперед пов'язано з кінцевим часом набору електроном енергії необхідної для здійснення акта ударної іонізації. По-друге, в таких діодах її хід в більшій мірі залежить від енергії електрону, ніж від величини напруженості електричного поля [100]. За таких обставин можна впливати на її розвиток шляхом формування відповідного профілю потенціальної енергії та за рахунок використання різних напівпровідникових матеріалів, зокрема гетероструктур та варізонних шарів.

З цією метою була розглянута модельна задача по визначенню просторових та часових параметрів ударної іонізації як в однорідній області, що являє собою напівпровідникову сполуку $Ga_zIn_{1-z}As$, $In_zGa_{1-z}N$ та $In_zAl_{1-z}N$, так і за умови неоднорідного розподілу складу z(x). Вибір вказаних сполук обумовлений можливістю отримати в варізонних шарах на їх основі УІ при відносно низьких напруженостях електричного поля за рахунок малої ширини забороненої зони в InN та InAs відповідно 0,7 та 0,34 еВ.

Розглянута модель відповідає ситуації початкової стадії розвитку УІ, коли коефіцієнт помноження струму в діоді М \rightarrow 1. У цьому випадку напруженості електричного поля можуть суттєво відрізнятися від порогового поля пробою (М $\rightarrow\infty$). Так, наприклад, для GaAs діодів з катодним статичним доменом, згідно оцінкам [101], які були отримані з експериментальними даними, напруженість, що відповідає початку ударній іонізації в домені, близька до 200 кВ/см, в той час, як типове значення напруженості пробою складає близько 400 кВ/см.

Для випадків, коли розглядався неоднорідний розподіл складу z(x), передбачалося, що параметри напівпровідникової сполуки змінюються у відповідності до закону z(x), проте при врахуванні розсіювання електрона

залишаються незмінними в межах комірки просторової дискретизації і дорівнюють значенням в середині інтервалу, що розглядається.

3.1. Часові оцінки розвитку ударної іонізації в діодах на основі InGaAs

Для аналізу УІ в Ga_zIn_{1-z}As була розглянута трьохдолинна модель зони провідності, з урахуванням нижньої - Γ і верхніх L і X-долин та непараболічний закон дисперсії електронів $E_e(k)$. Валентна зона враховувалася зоною важких дірок Γ_{V1} . Всі деталі моделювання відповідають [9,18,102].

В коротких діодах найбільш важливими факторами є час розвитку ударної іонізації τ та величина області l_i в якій електрон набирає енергію, необхідну для ударної іонізації, так званої "мертвої зони".

На рис.3.1 показано залежність порогової напруженості її виникнення в залежності від молярного вмісту Ga, яка була отримана для однорідних за складом структур. Результати отримано за умови, що первинними носіями є електрони. Виправданням цієї ситуації є більш високі значення порогової енергії виникнення ударної іонізації для дірок. Більш того, для розглянутих величин напруженості поля та параметрів діода іонізація за рахунок дірок не відбувається взагалі, оскільки час прольоту дірки через діод менше часу, необхідного для розвитку ударної іонізації. Тому отримані значення відображають саме її початок, а не явище пробою, при якому відбувається лавинне розмноження носіїв заряду.

Видно, що в цілому підвищення вмісту галію призводить до підвищення напруженості електричного поля, що насамперед пов'язане зі збільшенням ширини забороненої зони і відповідно до збільшення порогової енергії. Але в області значень *z* близьких до 1 відбувається зниження величини порогового поля.



Рис. 3.1. Залежність порогової напруженості електричного поля від вмісту Ga у сполуці Ga_zIn_{1-z}As при різних рівнях легування. $1 - N_d = 0,5 \cdot 10^{16}$ см⁻³; $2 - N_d = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³; $3 - N_d = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³

Таке явище можна пояснити впливом розсіювання електронів на сплавному потенціалі. Швидкість набору енергії в GaAs вище, ніж в сполуці Ga_zIn_{1-z}As при z<1. Впливом того ж фактора можна пояснити менший нахил залежності в області значень z близьких до нуля. Аналогічний вплив на швидкість набору енергії має розсіювання на іонізованих домішках. В області значень z близьких до 1 порогове значення напруженості змінюється найбільше.

Умови, при яких іонізація за рахунок дірок не відбувається, реалізується при певному наборі факторів. Найважливішими з них є створення ситуації, коли дірки, що виникають в результаті ударної іонізації, виходять через зовнішні контакти раніше, ніж наберуть енергію достатню для проведення ударної іонізації. Найпростіше її реалізувати в коротких діодах за умови, що закони руху електронів і дірок суттєво відрізняються. Олним i3 найбільш простих способів створенням таких VMOB € використанням напівпровідників зі змінним складом. Внаслідок відмінності в електронній спорідненості між двома напівпровідниками та різної ширини варізонного забороненої зони при формуванні шару між такими напівпровідниками величини квазіелектричних полів для електронів та дірок можуть суттєво відрізнятися, що і має місце у випадку сполуки Ga_zIn_{1-z}As.

Модельна область мала розмір 1280 нм, що давало змогу оцінити параметри ударної іонізації в $Ga_zIn_{1-z}As$ при зміні вмісту галію від 0 до 1 та в широких межах змінювати величину електричного поля. Розглядались випадки, коли вміст Ga в сполуці $Ga_zIn_{1-z}As$ змінювався за лінійним та нормальним законами по всій довжині діода, а також ситуацію коли катодна частина діода являє собою однорідний за складом матеріал. Результати розрахунків для однорідних за складом напівпровідників показані на рис. 3.2.



Рис. 3.2. Час затримки до початку ударної іонізації а) та довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації для однорідного за складом б) напівпровідника на основі Ga_zIn_{1-z}As від молярної частки Ga: 1 – 20 кB/см; 2 – 40 кB/см; 3 – 60 кB/см; 4 – 80 кB/см; 5 – 100 кB/см

Очікуваним результатом стало зменшення величини l_i та τ при переході від GaAs до InAs. Характерним є тенденція до насичення параметрів l_i та τ при збільшенні величини електричного поля, що пов'язано із втратами енергії електронами внаслідок підвищення інтенсивності розсіювання на фононах.

Більш складна картина спостерігається для напівпровідників з лінійними розподілами складу. Різниця в залежностях параметрів ударної іонізації найбільш виражена при помірних значеннях напруженості поля (до 100 кВ/см). При збільшенні градієнту складу спостерігається більш різка зміна l_i та τ . Так при зміні величини градієнту складу від 4,7·10⁻⁴ до 7,8·10⁻⁴ см⁻¹ проміжок часу розвитку ударної іонізації зменшується відповідно від 4·10⁻¹² до 10⁻¹² с.

При великих напруженостях поля параметри ударної іонізації мають тенденцію до насичення та близькі за величиною до параметрів для GaAs. Це пояснюється тим, що електрони набирають енергію в катодній області, властивості якої близькі до GaAs,

Серед розподілів складу, що розглядалися, були також такі, що містять в собі як однорідні області, що відповідають GaAs, так і області з лінійною зміною складу. Було розглянуто два варіанти з різною протяжністю GaAsобластей, відповідно 200 та 400 нм, та три варіанти величини градієнта складу. В таких розподілах довжина "мертвого" простору практично однакова при напруженостях більших 140 кВ/см, а час затримки до початку ударної іонізації співпадає при напруженостях більших 160 кВ/см. В області слабкого поля (напруженості менші 90 кВ/см) довжини "мертвого" простору визначаються протяжністю однорідної GaAs-області і близькі до 300 та 400 нм відповідно розмірів GaAs-області 200 та 400 нм. В області помірних значень полів (90 -140 кВ/см) найменша величина *l_i* відповідає області однорідного складу 200 нм та найбільшому градієнту складу, а найменший час затримки відповідає профілю з однорідним шаром 400 нм та максимальним градієнтом складу. Найбільший час затримки відповідає профілю з однорідним шаром 200 нм та мінімальним градієнтом складу. Величина затримки змінюється в межах від $1,7 \cdot 10^{-12}$ с до $2,5 \cdot 10^{-12}$ с.

Таким чином, можна констатувати, що вирішальний вплив на довжину пробігу електронів до початку ударної іонізації має протяжність та склад області початкового розігріву електронів. На величину часу затримки до початку ударної іонізації впливають декілька факторів, серед яких очевидним є вплив величини градієнту складу напівпровідника у варізонному шарі – збільшення градієнту складу напівпровідника призводить до скорочення величини τ .

Було розглянуто ситуацію, коли вміст Ga змінювався з координатою за нормальним законом та містив GaAs-область на катоді (рис. 3.3). Такий розподіл поблизу катоду близький до розглянутого вище, а в анодній частині має властивості близькі до InAs. Відповідні результати розрахунків наведені на рис. 3.4 a), б).



Рис. 3.3. Розподіли молярної частки Ga в діодах із змінним складом

Результати моделювання показали, що використовуючи нормальний закон розподілу складу напівпровідника, можна: 1) суттєво розширити діапазон зміни параметрів ударної іонізації, зокрема часу затримки до початку ударної іонізації, який змінюється від найменших до найбільших значень майже на порядок і складає в області помірних полів величину від $5 \cdot 10^{-13}$ до більш ніж $4 \cdot 10^{-12}$ с; 2) змістити величини полів, за яких можлива ударна іонізація в бік менших значень, практично до декількох десятків

кВ/см. Найменші величини, як l_i та τ відповідають максимальній різниці складу на кінцях розрахункової області.



Рис. 3.4. Час затримки до початку ударної іонізації а), та довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації б). 1, 2, 3 відповідно до розподілу рис. 3.4

Результати розрахунків свідчать, що, як в попередньому випадку, найменші величини l_i та τ відповідають максимальній різниці складу на кінцях області, що розраховуються. Поєднання однорідної області на основі GaAs та варізонного шару дає змогу впливати на параметри ударної іонізації при напруженостях поля до 140 кВ/см. При напруженостях поля вищих 140 кВ/см час розвитку ударної іонізації для всіх розглянутих випадків не перевищує $5 \cdot 10^{-13}$ с.

3.2 Часові оцінки розвитку ударної іонізації в InGaN

Для аналізу УІ в $In_zGa_{1-z}N$ була розглянута трьохдолинна модель зони провідності з урахуванням нижньої - Г і верхніх Г₁ та М-L-долин та непараболічний закон дисперсії електронів $E_e(k)$. Валентна зона враховувалася зоною важких дірок Г_{V1}. В таблиці 2.2 наведені функціональні

залежності параметрів напівпровідника від вмісту In, які використовуються при моделювання методом Монте-Карло.

Було оцінено параметри ударної іонізації в $In_zGa_{1-z}N$ при зміні вмісту індію від 0 до 1 та величині напруженості електричного поля до 600 кВ/см. Результати розрахунків для однорідних за складом напівпровідників показані на рис. 3.5. Зокрема на рис. 3.5. а) наведені залежності затримки часу розвитку ударної іонізації (τ), а на рис. 3.5. б) середньої довжина пробігу електронів (l_i) до початку ударної іонізації від складу сполуки. Отримані залежності відповідають різним величинам напруженості електричного поля (100 - 600 кВ/см).



Рис. 3.5. Час затримки до початку ударної іонізації а) та довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації б) для однорідного за складом напівпровідника на основі $In_zGa_{1-z}N$ від молярної частки Іп при різних величинах напруженості електричного поля : 1 – 100 кВ/см; 2 – 200 кВ/см; 3 – 300 кВ/см; 4 – 400 кВ/см; 5 – 500 кВ/см; 6 – 600 кВ/см

Для усіх сполук, що розглядалися, найменші часи розвитку ударної іонізації відповідають сполукам з найбільшим вмістом індію (z>0,6). При цьому найменший час затримки виникнення УІ відповідає InN (z=1). Його величина складає 1,75·10⁻¹³ с при значенні напруженості електричного поля 100 кВ/см та зменшується при іі подальшому зростанні. Для GaN (z=0) УІ

виникає при напруженості електричного поля близько 500 кВ/см, що приблизно в п'ять разів менше, ніж значення, що відповідає полю пробою (2-3 МВ/см) [96]. Слід зазначити, що в області z>0,6 довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації становить менше 200 нм. Проведений аналіз обмежений величиною 1,28 мкм, коли носій заряду пролітає через аналізовану область без виникнення УІ.

Необхідно відмітити, що зростання l_i , що спостерігається для сполук, у яких частка Іп складає близько 0,7- 0,8, для сполук $In_zGa_{1-z}N$ є більш вираженим. Це пояснюється суттєвим впливом розсіяння на сплавному потенціалі і пов'язане з величиною електронної спорідненості GaN та InN.

Порівняння параметрів l_i та τ в In_zGa_{1-z}N з аналогічними параметрами для сполуки Ga_zIn_{1-z}As, що були проаналізовані в [10], показують, що вони практично співпадають для InN та InAs. Проте при вмісті In z<0,5 довжина "мертвої зони" в In₇Ga₁₋₇N є в 1,5-2 рази коротше, ніж це має місце для в Ga_zIn_{1-z}As. Відповідно, час розвитку ударної іонізації у вказаному інтервалі складу практично втричі менший, ніж в сполуках Ga_zIn_{1-z}As. Таким чином, можна сподіватися, що при використанні сполуки In_zGa_{1-z}N для створення високочастотних приладів, в основі роботи яких лежить УІ, можна отримати більш високі робочі частоти. Проте суттєвою перешкодою на шляху використання УІ може стати дуже низька рухливість дірок, величина якої взагалі для усіх нітридних сполук становить менше 100 см²/(В·с), що пов'язано зі значною величиною ефективної маси дірок в них. Тому практичне застосування УІ в приладах на основі нітридних сполук потребує нових рішень, що дозволять зменшити час життя дірок у приладі. З цієї точки зору представляє інтерес матеріал, склад якого змінюється від катоду до аноду (варізонний шар).

Оскільки розглядається напівпровідник n-типу, то наявність варізонного шару не впливає на величину напруженості електричного поля, що діє на електрон, яку в модельній задачі, що розглядається, можна
вважати постійною. Проте наявність варізонного шару суттєво впливає на локалізацію УІ в просторі – за рахунок координатної залежності ширини забороненої зони, а також процесів розсіяння, зокрема суттєвого впливу розсіяння на сплавному потенціалі. На рис. 3.6 показані залежності довжини пробігу електронів до початку ударної іонізації від величини напруженості електричного поля для різного розподілу складу напівпровідника уздовж діода, який було задано у вигляді гаусівського розподілу з різним значенням складу на катоді Z_K і аноді Z_A .



Рис. 3.6. Залежність довжини пробігу електронів до початку ударної іонізації від величини напруженості електричного поля для випадку варізонного напівпровідникового шару на основі $In_zGa_{1-z}N$ з різною часткою Іп на катоді та аноді $(Z_K - Z_A)$: 1 – 1-0,8; 2 – 1- 0,6; 3 – 1- 0,4; 4 – 1-0,3; 5 – 1- 0,2; 6 – 1- 0; 7 –0,2 -0; 8 – 0,3- 0; 9 – 0,4-0

Найменші величини довжини пробігу електронів до початку ударної іонізації спостерігаються у випадку використання $z_A = 0$ та $z_K \le 0,3$. При цьому УІ виникає при найменших величинах напруженості поля. З іншого боку, за умови, що катодний контакт являє собою GaN, найменші величини l_i та τ відповідають максимальній різниці складу на кінцях розрахункової області, що знаходиться у відповідності до результатів, отриманих для Ga_zIn₁. _zAs. Для цього випадку час розвитку ударної іонізації за напруженості електричного поля порядку сотень кВ/см складає близько 10⁻¹³ с і слабо залежить від величини напруженості.

3.3 Часові оцінки розвитку ударної іонізації в InAlN

Для аналізу УІ в In_zAl_{1-z}N була використана дводолинна модель зони Враховувалася нижня - Γ i провідності. верхні М-L-долини та непараболічний закон дисперсії електронів $E_e(k)$. Валентна зона враховувалася зоною важких дірок Г_{V1}. Допустимість такого підходу справедливе при великих частках In у складі сполуки In_zAl_{1-z}N в діапазоні 0,6 < z < 1, в якому зонна структура матеріалу близька до зонної структури InN. Саме ці сполуки представляють найбільший інтерес з точки зору отримання ударної іонізації в них, оскільки при малому вмісті In порогова енергія виникнення ударної іонізації і, відповідно, величина напруженості електричного поля суттєво більші, ніж для розглянутих випадків. Також такий підіхід буде справедливим і у випадку, коли ударна іонізація настає раніше, ніж міждолинне перенесення електронів – у сполуках In_zAl_{1-z}N із малим вмістом Al.

Залежність параметрів сполуки In_zAl_{1-z}N від молярної частки In, які використовуються при розрахунках, наведено в таблиці 2.2.

Модельна область, як і у випадку з $In_zGa_{1-z}N$, мала розмір 1280 нм, що дає змогу оцінити параметри ударної іонізації в $In_zAl_{1-z}N$ при зміні частки індію від 0 до 1 та величині напруженості електричного поля до 1400 кВ/см. Результати розрахунків для однорідних за складом напівпровідників показані на рис. 3.7.



Рис. 3.7. Час затримки до початку ударної іонізації а) та довжина пробігу електронів до початку ударної іонізації для однорідного за складом напівпровідника на основі $In_zAl_{1-z}N$ від молярної частки In: 1 – 200 кВ/см; 2 – 400 кВ/см; 3 – 600 кВ/см; 4 – 800 кВ/см; 5 – 1000 кВ/см; 6 – 1200 кВ/см; 7 – 1400 кВ/см

Суттєвим у порівнянні з попередніми розглянутими сполуками є більш сильна залежність l_i та τ від напруженості електричного поля та, відповідно, їх менші величини. Так при значеннях напруженості електричного поля E >200 кВ/см ударна іонізація розвивається на довжині меншій за 150 нм. При цьому при великому вмісті індію (z > 0,7) час розвитку ударної іонізації в цілому не перевищує $\tau < 5 \cdot 10^{-13}$, що є найменшим значенням в діапазоні зміни z.

Висновки до розділу 3

1. Аналізуючи розглянуті випадки, можна стверджувати, що у режимі, який відповідає початку розвитку ударної іонізації ($M \ll 1$), час затримки її виникнення в Ga_zIn_{1-z}As можна змінювати в межах від $5 \cdot 10^{-13}$ с до більш ніж $4 \cdot 10^{-12}$ с. На практиці затримка може бути більшою за рахунок кінцевого часу зростання напруги до рівня, що необхідний для виникнення

ударної іонізації. При цьому треба врахувати важливий фактор – необхідність забезпечити швидку релаксацію системи до первинного стану (до початку ударної іонізації) за короткий проміжок часу, що насамперед передбачає використання коротких структур.

2. У сполуках InGaN та InAlN при напруженостях електричного поля більших 100 кВ/см часи виникнення ударної іонізації на початковій стадії її розвитку становлять менше 2 пс, а при вмісті відповідно Ga та Al менше 60 % можуть бути на порядок меншими. Довжини, на яких електрон набирає енергію для створення акта ударної іонізації, для розглянутого випадку складають близько 100-200 нм і зменшуються із зростанням величини напруженості електричного поля. У випадку сполуки InAlN вони можуть стати менше 50 нм.

3. На розміри області початкового набору енергії та час розвитку ударної іонізації можна впливати використовуючи варізонний шар, у якому ширина заборонено зони зменшується в бік аноду, проте найменші величини "мертвої зони" відповідають однорідним за складом матеріалам.

4. Враховуючи, що час розвитку ударної іонізації за певних умов є меншим, ніж характерні часи розсіяння у розглянутих напівпровідникових сполуках, ударну іонізацію на початковій стадії можна використовувати у надвисокочастотних приладах, зокрема для в приладах терагерцового діапазону, наприклад, як механізм релаксації енергії.

5. Використовуючи складний закон розподілу складу напівпровідника, можна суттєво розширити діапазон зміни параметрів ударної іонізації та використати часову затримку її появи в коротких варізонних структурах для отримання генерації в терагерцовому діапазоні. Зокрема у випадку, коли час затримки ударної іонізації складає величину, що дорівнює приблизно половині періоду коливань $\tau = T/2$, можна сподіватися на отримання негативної динамічної диференціальної провідності та генерації на частотах, для яких ця умова виконується.

Результати цього розділу відображені в роботах автора [10, 18]

РОЗДІЛ 4

АКТИВНІ ЕЛЕМЕНТИ З КАТОДНИМ СТАТИЧНИМ ДОМЕНОМ НА ОСНОВІ ГЕТЕРО- ТА ВАРІЗОННИХ СТРУКТУР

Розглядаються діоди, в яких за певних умов утворюється катодний статичний домен. В таких діодах, як показано в [55], може виникнути ударна іонізація, лавинно-пролітний ефект та шумова генерація в широкому діапазоні частот.

У шумовому діоді з катодним статичним доменом область сильного поля формується на межі розділу $n^- - n$ контакту. Причому, як показують проведені раніше дослідження, всі параметри статичного домену визначаються саме переходом і слабо залежать від довжини n - області [103]. В той же час на шумові параметри діода в значній мірі впливають пролітні ефекти, пов'язані з прольотом носіїв заряду в домені. У зв'язку з цим доцільно отримати прилад, який дозволить отримати генерацію шуму на більш високих частотах, зокрема в терагерцовій області спектру, що потребує скорочення розмірів діода.

4.1 Характеристики ДКСД з варізонним в Ga_zIn_{1-z}As – катодом

Результати експериментів і моделювання ДКСД сантиметрового діапазону показують, що параметри діода, в тому числі і шумові характеристики, визначаються саме параметрами домена сильного поля і слабо залежать від довжини *n*-області. Тому для реалізації шумових діодів перш за все необхідно створити умови для формування статичного домена сильного поля. Для цього достатньо створити неоднорідність в розподілі електронів, в прикатодній області, якщо концентрація в ній $n_k < 0, 2...0, 25n_0$, де n_0 – концентрація електронів в об'ємі напівпровідника [69].

У шумових діодах, які працюють на частотах сантиметрового і

міліметрового діапазонів, суттєвим є те, що для того, щоб отримати високі напруги електричного поля біля катода, необхідних для розвитку ударної іонізації, треба, щоб область з заниженою концентрацією домішок (*n*-область) мала товщину (1...5 мкм) з можливою відміною її параметрів від об'ємних – меншою величиною рухливості і швидкості дрейфу електронів [69].

Оскільки ширина домена пов'язана з частотою генерації СВЧ шуму, то, зменшуючи розміри прикатодної області сильного поля, можливо отримання генерації в більш високочастотному діапазоні.

4.1.1 Структура та статичні характеристики ДКСД

Пропонується короткий варіант діода з загальною довжиною близько 1 мкм. Для формування катодного статичного домену використовується $n^- - n$ - перехід. Для того, щоб катодний статичний домен знаходився у межах діода, необхідно забезпечити низьке порогове поле початку ударної іонізації. Для цього в катодній частині домену склад напівпровідникової сполуки змінюється від вузькозонного напівпровідника на катоді до широкозонного. Це також важливо з точки частотних властивостей діода, оскільки ударна іонізація буде проходити за рахунок електронів, а довжина дрейфу дірок скоротиться.

Використовується напівпровідникова сполука Ga_zIn_{1-z}As, склад якої змінюється від Ga_zIn_{1-z}As з малим вмістом Ga на катоді ($z \approx 0$) до GaAs в точці, що відповідає $n^- - n$ - переходу (рис. 4.1). Всі аспекти моделювання електронів, що були використані при моделюванні методом Монте – Карло, аналогічні тим, що було розглянуті у розділі 2.

Вміст Ga в сполуці Ga_zIn_{1-z}As на катодному контакті в усіх випадках не перевищував значення z = 0,4.

Розглянуто діод, що має загальну довжину 1,024 мкм та профіль легування $n^+ - n^- - n - n^+$. Рівень легування n^- області $N_{d2} = 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, а n - область легована до концентрації $N_{d3} = 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Області, що межують з анодом і катодом, мали підвищене легування на рівні $N_{d1} = N_{d4} = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ для забезпечення омічних контактів до діода.



Рис. 4.1. Структура діода: 1 – профіль легування; 2 – розподіл молярної частини галію *z(x)*

Енергетичні діаграма GaAs - діода (а) та діода з варізонним Ga_zIn_{1-z}As (б) шаром, в якому склад змінюється від z = 0 до z = 1, показана на рис. 4.2.



Рис. 4.2. Енергетична діаграма діодів з катодним статичним доменом при напрузі живлення $U_0 = 2B$

На діаграмі (рис. 4.2) помітно, що наявність варізонного шару призводить до виникнення ударної іонізації та появи дірок (рис. 4.2 б). Ударна іонізація призводить до затримки переходу електронів в бічні долини, забезпечуючи високу рухливість носіїв заряду, що позначається на величні струму, що протікає через діод. Результати експериментів і моделювання ДКСД сантиметрового діапазону показують, що параметри діода, в тому числі і шумові характеристики, визначаються саме параметрами домена сильного поля і слабо залежать від довжини *n*-області.

Залежності густини струму від прикладеної напруги показані на рис. 4.3.

Як видно з приведених залежностей, найбільші значення густини струму відповідають випадку діода з варізонним шаром, що містять InAs на катодному контакті.



Рис. 4.3. Вольтамперні характеристики діодів з катодним статичним доменом при різних розподілах складу та відношеннями області зниженого легування до активної області δ

Незначне збільшення долі Ga у складі сполуки Ga_zIn_{1-z}As на катодному контакті призводить до зменшення рухливості носіїв заряду за

рахунок впливу розсіювання на сплавному потенціалі (рис.4.3 крива 4,5). Таким же чином на величину струму впливає розширення області пониженого легування в сторону анодного контакту.

Водночас за наявності варізонного шару в області катодного контакту відбувається перерозподіл електронів для компенсації впливу квазіелектричного поля, що діє на електрон в Г долині. В результаті відбувається зміщення електронної густини в бік катодного контакту, що призводить до появи внутрішнього поля, яке співпадає за напрямком із зовнішнім полем. Додавання цих полів призводить до зміщення максимуму поля в бік катоду і підвищення величини напруженості поля (рис. 4.4, крива 3,4).



Рис. 4.4. Розподіл напруженості електричного поля в діоді при різних розподілах складу та співвідношеннями активної області і області зниженого легування δ .

Таким чином, при введенні варізонного шару положення максимуму напруженості електричного поля може не співпадати з положенням $n^- - n$ -переходу.

4.1.2 Шумові характеристики діодів

Для визначення шумових характеристик діода проводиться аналіз флуктуацій струму *i*(*t*), що отримано при моделюванні методом Монте-Карло.

Данні фіксувалися через сталий проміжок часу Δt , що відповідає дискретизації з частотою $f_e = 1/\Delta t$. Умови теореми Котельникова для частоти дискретизації $f_e > 2f_M$, де f_M — найбільша частота спектру функції виконується, оскільки часовий крок вибирається з умови $\frac{1}{\Delta t} >> W(E)$, де W(E) - частота розсіювання електрона, яка набагато більша, частот субтерагерцового діапазону, які розглядаються ($\Delta t = 2 \cdot 10^{-16}$ с).

Середній квадрат струму $\overline{i^2(t)}$ відповідає середній потужності шуму, що виділяється на опорі 1 Ом. Для опису шумів використовуємо поняття спектральної густини потужності шуму (СГПШ) (спектральна густина (СГ) шуму):

$$S(f) = \lim_{\Delta f \to 0} \frac{P_{\Delta f}(f)}{\Delta f},$$
(4.1)

де $P_{\Delta f}(f)$ - усереднена за часом потужність шуму в смузі частот Δf на частоті вимірювання f. При оцінці величини шуму напівпровідникового приладу використовується середньоквадратичний струм $\overline{I^2}$ в одиницях A^2 , СГ шуму виражається в одиницях A^2/Γ ц, а спектральна густина флуктуацій струму $S_I(f)$ визначається співвідношенням:

$$S_{I}(f) = \lim_{\Delta f \to 0} \frac{\overline{\Delta I^{2}}}{\Delta f}, \qquad (4.2)$$

де ΔI^2 – усереднений за часом шумовий струм у смузі частот Δf . Враховуючи зв'язок між енергетичним спектром S(f) і автокореляційною функцією $K(\tau)$ стаціонарного випадкового процесу, x(t) пов'язані один з одним парою перетворення Фур'є (теорема Вінера - Хінчина). Енергетичний спектр $S_x(f)$ стаціонарного випадкового процесу x(t) обчислюємо як перетворення Фур'є від автокореляційної функції:

$$S_{x}(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau = 4 \int_{0}^{\infty} K(\tau) \cos \omega\tau d\tau, \qquad (4.3)$$

де $\omega = 2\pi f$ – циклічна частота.

На першому етапі обчислюється автокореляційна функція за формулою [3]

$$K(\tau) = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} I_i \cdot I_{i+k} , \qquad (4.4)$$

де $\tau = k\Delta t$ - момент часу, в який обчислюється автокореляційна функція, I_i значення густини струму у моменти часу $i\Delta t$. Потім чисельною інтегруванням обчислюється $S(\omega)$. Крок дискретизація по частоті Δv повинен задовольняти нерівності $\Delta v < \frac{1}{2T}$, де T - тривалість даного сигналу. Таким чином, найважливішими параметрами є гранична частота $f_0 = \frac{1}{T}$ і частота Найквіста $f_N = \frac{N}{2T}$, яка визначає верхню межу спектру, що обчислювався.

Оскільки для реалізації розрахунків, наприклад з використанням (4.5), потрібна інтегрування проміжків часу, що містять ціле число періодів, то число частот, що прийнято до розрахунку, визначається співвідношенням

$$T = 2^N \cdot \Delta t \,, \tag{4.5}$$

а інтервал дискретизації дорівнює f_0 .

СГПШ діодів проаналізована в найбільш важливих з точки зору прикладних застосувань діапазонах, де знаходяться вікна атмосферної прозорості (мінімуми коефіцієнта згасання) на частотах субтерагерцового діапазону (95, 140, 220, 500 ГГц). На рис. 4.5 представлені залежності СГПШ для трьох різних діодів. Два з яких являють собою однорідні за складом діоди на основі GaAs та Ga_{0.47}In_{0.53}As, а третій має варізонну структуру на основі Ga_zIn_{1-z}As зі зміною складу z(x) за нормальним законом від 0 на катоді до 1 в кінці області зниженого легування. Характеристики відповідають однаковій постійній напрузі на діодах, що дорівнює 2 В.

Можна помітити, що за рівнем СГПШ при однакових напругах діоди з варізонним шаром переважають діоди з однорідним складом в низькочастотній області і практично мають однаковій рівні СГПШ на деяких корисних частотах, зокрема 220 та 500 ГГц.



Рис. 4.5. Спектральні характеристики діодів з параметром $\delta = 0,67$ при напрузі U = 2 В

Приведені залежності спектральної густини шуму відповідають нормальним розподілам складу, у яких, починаючи з точки x_4 (кінець області зниженого легування), склад залишається незмінним і відповідає GaAs, а початковий склад сполуки на катоді z(0) відповідає різній частці Ga (0; 0, 2; 0, 4). Данні отримані при однаковій напрузі на діоді 2 В.

Вплив розподілу складу сполуки Ga_zIn_{1-z}As по довжині діоду показано на рис. 4.6. а), б).



Рис. 4.6. Спектральні характеристики діодів з параметром $\delta = 0,67$ при напрузі U = 2 В при різних долях Ga на катодному контакті

Видно, що величина СГПШ змінюється зі складом немонотонно. Рівень СГПШ також залежить від профілю легування (рис. 4.7), зокрема від параметрів області зниженого легування.



Рис. 4.7. Спектральні характеристики діодів при напрузі U = 2 В.

Аналіз показав, що в області низьких частот для фіксованої довжини діода найкращий результат за величиною СГПШ досягається при малих відношеннях області зниженого легування до величини активної області $\delta < 1$. В області частот більших 500 ГГц кращі результати дає використання оберненого співвідношення ($\delta < 1$). На рис.4.8 показані залежності рівня СГПШ від напругах на діоді з параметром $\delta = 0,67$ та початковим складом сполуки Ga_zIn_{1-z}As на катоді z(0) = 0,2.

Отримані залежності показують, що найбільша залежність від напруги спостерігається для частот, які близькі до характерних частот прольоту електронів через діод (f = v/L). Це підтверджує, що одним із головних механізмів виникнення шуму в діодах з катодним статичним доменом є дробові флуктуації струму, які виникають внаслідок різного часу прольоту активної області носіями заряду. Використання напівпровідників з більш високою швидкістю насичення, наприклад InP, дадуть змогу отримати більш високі значення СГПШ на високих частотах.



1 - f = 95ГГц; 2 - f = 140ГГц; 3 - f = 220ГГц; 4 - f = 500ГГц

Рис. 4.8. Залежність рівня СГПШ від напругах на діоді з параметром $\delta = 0,67$ та z(0) = 0,2 для характерних частотах прозорості

На практиці для уникнення неузгодження кристалічних решіток зазвичай шар $Ga_zIn_{1-z}As$ формують з використанням підкладок на основі InP як основи для вирощування. Ідеальна ситуація відповідає сполуці $Ga_{0,47}In_{0,53}As$, для якої постійна кристалічної решітки співпадає з постійною решітки InP. Таким чином, можна сформувати діод, у якому шар GaAs буде змінено на шар InP. У такому разі молярна частка Ga у Ga_zIn_{1-z}As змінюється від 0 на катоді до z = 0,47 у точці, що відповідає n- n⁻ переходу. У результаті Ga_{0,47}In_{0,53}As та InP представляють пару сумісних за постійною решітки напівпровідника і утворюють гетероперехід. Крім того, варізонний шар Ga_zIn_{1-z}As легко формується на підкладці InP [98]. Відомо, що пристрої на основі InP демонструють вищий рівень потужності та вищі робочі частоти у порівнянні з GaAs. Визнано, що InP також має чудові характеристики, зокрема висока величина дрейфової швидкості насичення, а поріг ударної іонізації в InP є більш придатними для застосування в ДКСД.

Розриви відповідно зони провідності і валетної зони становлять 0,19 eВ та 0,4 eВ. Проходження носіїв заряду через гетероперехід повинне задовольняти двом принципам – незмінності повної енергії та імпульсу. Прямим наслідком цього є перерозподіл енергії електрона між повздовжньою та поперечною складовими кінетичної енергії, який було враховано відповідно до [90,104].

На початковій стадії ударної іонізації фактично носії заряду генеруються лише у варізонному шарі. Усі параметри InP, необхідні для розрахунків, взяті з [90,98].

Частотна залежність СГПШ на основі InP з варізонним шаром Ga_zIn_{1-z} As показана на рис. 4.9. Також для порівняння на ньому представлені СГПШ ДКСД на основі GsAs із варізонним шаром Ga_zIn_{1-z} As та однаковим профілем легування.

Спостерігається суттєве перевищення СГПШ в діоді на основі GaAs в низькочастотній частині суб-ТГц області, до 240 ГГц. На частотах вище 450 ГГц СГПШ для ДКСД на основі InP є більшим, ніж для частот на основі GaAs. Таким чином, можна стверджувати, що ДКСД на основі InP із варізонним шаром Ga_zIn_{1-z}As можна розглядати як перспективні елементи для генерації шуму в терагерцовому діапазоні. Недоліком таких діодів є досить малий діапазон можливого градієнта частки Ga у варізонному шарі.



Рис. 4.9. Частотна залежність СГПШ для варізонних ДКСД: 1 – InGaAs/GaAs, напруга зміщення 2В; 2 - InGaAs/InP, напруга зміщення 2В

4.1.3 Енергетичні та частотні характеристики генераторів на ДКСД

При формуванні статичного домену сильного поля істотно змінюються динамічні характеристики діода – в певній смузі частот опір зразка може стати негативним. Для дослідження можливості генерації моделювалася робота діода в резонаторі. Розглядалася робота діода в резонансному режимі.

Вплив резонатора враховувався заданням на діоді відповідної напруги у вигляді

$$U(t) = U_0 + U_1 \sin \omega t, \qquad (4.6)$$

де U_0 - напруга живлення, U_1 - амплітуда зміненої напруги (визначається дією резонатора) f - частота, на яку налаштований резонатор.

Ефективність генерації (коефіцієнт корисної дії) визначався у вигляді:

$$\eta = \frac{P_{\sim}}{P_0} \cdot 100\%, \qquad (4.7)$$

де P_{\sim} - потужність, що генерується діодом на частоті резонатора, P_0 - потужність постійного струму, що підводиться до діода. Максимальна ефективність генерації визначалася шляхом оптимізації напруги змішення і амплітуди першої гармоніки.

З метою забезпечення максимальної ефективності генерації були розглянуті різні профілі легування. При цьому у всіх розглянутих випадках довжина області зниженого легування та величина легування в ній залишалася незмінними. Треба відмітити, що при використанні InGaAs концентрація носіїв в області зниженого легування слабо залежить від рівня її легування, оскільки власна концентрація, особливо при малих частках Ga, є досить великою. Тому, основним параметром, що змінювався, була концентрація донорної домішки в активній області. На рис. 4.10 та рис. 4.11 показані відповідно розподіли напруженості електричного поля та концентрації електронів для різних моментів часу протягом періоду коливань *T* для частоти резонатора f = 130 ГГц та концентрації донорів в активній області $N_{d3} = 5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Як видно з наведених залежностей, формування нестійкостей струму в даному випадку має декілька особливостей. Зокрема протягом періоду коливань амплітуда домена сильного поля не зростає, як це зазвичай відбувається в звичайних діодах Ганна, а перерозподіляється в області домена сильного поля, який займає практично всю активну область. Завдяки більшому енергетичному проміжку між Г- долиною та бічними долинами в InGaAs у варізонній катодній області відбувається ефективний набір енергії, а міждолинне перенесення електронів відбувається переважно в області GaAs. Таким чином, електрони, що виникли в великій кількості в результаті ударної іонізації, рухаються в області домену.



Рис. 4.10. Розподіл електричного поля в різні моменти часу τ періоду коливань *T* при напрузі зміщення U_0 =3В та амплітуді U_1 =1,2В



Рис. 4.11. Розподіл профілю легування – 1 та концентрації електронів – 2-5 від координати в різні моменти часу т періоду коливань T напруги резонатора для структури з легуванням активної області N_{d3} =5·10²² м⁻³, при напругах U_0 =3B, U_I =1.2B

На рис. 4.12 показана залежність відносної кількості актів ударної іонізації в області діода, з якої видно, що підвищення концентрації електронів відбувається в передній стінці домену на відстані порядку довжини вільного пробігу (приблизно 0,1 мкм для GaAs [76]), що є оптимальним для реалізації такого режиму.

На даній залежності можна відмітити також ще один пік на відстані 0,1 мкм від положення $n^- - n$ - переходу, який можна пов'язати з електронами, що рухаються балістично та набирають енергію достатню для ударної іонізації GaAs. Проте кількість таких електронів є малою.



Рис. 4.12. Просторовий розподіл відносної кількості актів ударної іонізації в діодах з легуванням активної області N_{d3} =5·10²² м⁻³, при напругах U_0 =2.4B, U_1 =0.8B

Вплив часу зростання флуктуації, який є основним обмежувальним фактором, що визначає частотні властивості діода в режимах з формуванням домену або зарядженого шару, є мінімальним. В цьому аспекті розглянутий режим за частотним властивостями близький до режиму з обмеженням накопичування об'ємного заряду, що і підтверджують данні розрахунків (рис. 4.13).

На рис. 4.13 показана залежність ефективності генерації від частоти для діодів з різною концентрацією донорної домішки в активній області. Всі залежності, отримані шляхом оптимізації величини ефективності за величинами напруги на діоді (напруга зміщення та амплітуда першої гармоніки, у виразі (4.6)). Як видно з отриманих залежностей, максимальна ефективність генерації за високих рівнів легування активної області відповідає частоті близько 130 ГГц і становить величину 1-2 %, а гранична частота роботи діодів перевищує 160 ГГц. Можна відзначити значну ширину області генерації по частоті. Максимальна величина ефективності залежить від рівня легування активної області і зменшується зі зменшенням концентрації донорної домішки в ній.



Рис. 4.13. Залежність ефективності генерації від частоти, для діодів з різним легуванням активної області

При суттєвому зниженні концентрації спостерігається зміщення максимуму ефективності в сторону високих частот та підвищення граничної частоти роботи діода практично до 180 ГГц. Це свідчить про те, що у формуванні негативної диференціальної провідності діодів визначну роль відіграють пролітні ефекти [11,12,25]. Можна допустити, що згустки просторового заряду, що виникають в об'ємі домену, дрейфують в ньому з постійною швидкістю (швидкістю насичення) не розпливаючись. Взаємодія цих згустків з високочастотним електричним полем призводить при певних кутах прольоту до появи від'ємного опору незалежно від наявності ділянки негативної диференціальної провідності.

4.2 Характеристики ДКСД з варізонним в InzGa1-zN – катодом

4.2.1 Структура та статичні характеристики ДКСД

Розглядалися діоди з товщиною 1 мкм, які мають структуру n⁺-n⁻-n-n⁺, що забезпечувалося використання відповідного профілю легування донорної домішки. Спочатку було розглянуто діоди на основі $\ln_z Ga_{1-z}N$ з різною величною відношення $\delta = l_k/l_a$, де l_a - довжина активної області (n – область), l_k - довжина області з низьким рівнем легування (n⁻- область). На рис. 4.14, представлено профіль легування та розподіл молярної частки індію z(x) в $\ln_z Ga_{1-z}N$ з різним положенням варізонного шару.



Рис. 4.14. Структура розглянутих діодів: 1-3 — розподіл молярної частки галію *z*(*x*); 1'-3' — профіль легування. 1- 0,67; 2- 1; 3 - 1,5

В розглянутих структурах n - помірно легований ($5 \cdot 10^{22}$ м⁻³) активний шар, n⁻ - низьколегована (10^{21} м⁻³) область, а n⁺ - шари високолегованих (10^{23} м⁻³) контактних областей.

Молярна частка In зростає від катодного до анодного контакту з 0 до 1 у всіх розглянутих випадках. Варізонний шар для In_zGa_{1-z}N з різним параметром δ починається в катоді і закінчується в точці x_4 , що відповідає положенню п⁻-п-переходу (рис. 4.14) відповідно до нормального закону:

$$z(x) = z(x_4) \exp\left(-\left(\frac{x - x_4}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right)$$
(4.8)

Розглянуто різні відношення - δ ($\delta = 0,67$; 1; 1,5) (рис. 4.14). Оскільки параметр δ змінюється, довжина області варізонного шару також змінюється. Для розглянутих діодів усіх типів передбачається, що ударна іонізація відбувається в області, де ширина забороненої зони найменша. Через велику різницю у величині ширини забороненої зони в парах напівпровідників GaN та InN і AlN та InN ударна іонізація практично неможлива в області, що знаходиться в межах від точки x_6 до аноду. Це залежить від положення варізонного шару відносно катоду та положення максимуму напруженості електричного поля катодного статичного домена, що зазвичай локалізується в n⁻n-переході [102,105].

Характеристики розглянутих діодів визначаються сукупністю процесів, до яких, на відміну від довгих ДКСД з довжиною в десятки або сотні мікрометрів, додаються ефекти, що пов'язані з достатньо малою протяжністю активної області діода. Фактично виникає ситуація, коли електрон пролітає активну область практично зазнавши лише декілька розсіянь. При цьому важливо отримати високі значення шумової потужності, максимізувавши дробові флуктуації носів заряду при прольоті через активну область діода. На рис. 4.15 показані розподіли дрейфової швидкості та інтенсивність розсіювання (у відносних одиницях) електрона за рахунок дії окремих механізмів розсіювання в діодах на основі $In_zGa_{1-z}N$ з різними співвідношенням між розмірами областей зниженого легування та активної області при величині прикладеної напруги 7 В, яка відповідає активному режиму роботи діода.



Рис. 4.15. Залежності кількості актів розсіювання та середньої швидкість електронів (пунктирні криві) від координати при напрузі живлення U=7B, для: а) - $\delta=0,67, 6$) - $\delta=1, B$) - $\delta=1,5$

Домінуючим механізмом розсіювання є розсіяння на ПО – фононах, яке дія переважно в активній області діода і формує широку дисперсію швидкостей на виході з неї. Другим суттєвим механізмом, який впливає на інтервал зміни швидкостей є розсіяння на сплавному потенціалі, яке локалізоване в області варізонного шару на катоді і формує початковий хаотичний розподіл електронів на початку активної області. Саме з цим механізмом пов'язане виникнення "провалу" на розподілі швидкості по довжині діода. Максимальна величина сплавного потенціалу U_S визначалася як різниця в електронній спорідненості двох бінарних сполук, що відповідають значення 0 та 1 трьохвалентної компоненти. Серед розглянутих діодів найбільша величина U_S відповідає діодам на основі $In_zGa_{1-z}N$. Структура та розподіл молярної частки індю в $In_zAl_{1-z}N$ повністю відповідають діодам на основі $In_zGa_{1-z}N$ (рис. 4.14). Для таких діодів інтенсивність розсіяння на сплавному потенціалі є домінуючим при напругах до 7 В. Щодо відмінностей, то в межах використаної моделі зони провідності можна констатувати, що більш суттєвий вплив має міждолинне розсіяння та відповідно більн вираженим є ефект міждолинного перенесення електронів (МПЕ), що починає проявлятися в області варізонного шару (рис. 4.16) при малих частках In. У цілому в таких діодах точка, що відповідає початку міжодлинного переносу, зміщена майже на 200 нм ближче до катоду, ніж в діодах на основі $In_zGa_{1-n}N$ і відповідає кінцевій точці положення варізонного шару. На рис. 4.16 показані розподіли дрейфової швидкості та інтенсивність розсіювання (у відносних одиницях) електрона за рахунок дії окремих механізмів розсіювання в діодах на основі $In_zAl_{1-z}N$.



Рис. 4.16. Залежності кількості актів розсіювання та середньої швидкість електронів (пунктирна крива) від координати для структури на основі $In_zAl_{1-z}N$ $\delta = 0,67$

Усі особливості процесів, які притаманні діодам на основі $In_zGa_{1-z}N$, будуть визначати характеристики $In_zAl_{1-z}N$ – діодів. Вказані відмінності, зокрема міждолинне перенесення електронів, обмежує швидкість величиною $v_{max} < 2,510^5$ м/с і за величиною її відхилення від середніх значень поступається діодам на $In_zGa_{1-z}N$. Відповідно для роботи діода, зокрема для формування шумових характеристик діода, стає суттєвим локалізація варізонного шару, який фактично розділяє діод на дві області, у яких рух електрона близький до балістичного. Вплив цього фактора досліджено в структурах, в яких положення варізонного шару змінювалося відносно області зі зниженою концентрацією. Зокрема розглянуто випадки, коли варізонний шар починався на її початку (1 тип), на її середині (2 тип) та в кінці (3 тип) рис. 4.17. Відповідні розподіли дрейфової швидкості та інтенсивності розсіяння електронів за рахунок дії окремих механізмів показані на рис. 4.18.



Рис. 4.17. Структура розглянутих діодів: 1-3 – розподіл молярної частки алюмінію *z(x)*; 1′ – профіль легування

Можна відмітити, що для діода 1- го типу діапазон величини зміни швидкості електронів, що рухаються в активній області, складає $\Delta v_d = (1...5) \, 10^5$ м/с і є найбільшим серед розглянутих діодів, що є хорошою передумовою для отримання шумової генерації. Причиною цього є більш сприятливі умови для розігріву електронного газу за рахунок того, що більшу частину шляху електрон рухається в області сильного поля без впливу розсіяння на сплавному потенціалі. Ефект посилюється тим, що імовірність ПО – розсіяння зменшується при підвищенні енергії електрона, в результаті чого цей механізм є домінуючим в області саме слабких полів.



Рис. 4.18. Залежності кількості актів розсіювання та середньої швидкісті електронів (пунктирні криві) від координати при напрузі живлення *U*=7B, для діодів: а) – тип 1, б) – тип 2, в) – тип 3

Енергетичні діаграми розглянутих діодів при напрузі живлення 7 В представлені на рис. 4.19.



Відповідні розподіли еклектичних та квазіелектричних полів в діодах показані на рис. 4.20.



Рис. 4.20. Розподіл електричного (1-3) та квазіелектричного полів (1'-3') від координати: 1 - δ=0,67, 2 - δ = 1, 3 - δ = 1,5, *U*=7В

Основною особливістю і водночас відмінністю розглянутих діодів від ДКСД на основі GaAs [15] є те, що електричне поле, і відповідно квазіелектричне поле, в діоді практично не перевищує порогового поля міждолинного переносу електронів. Це означає, що активний режим в більшій частині діода реалізується в області напруженостей електричних полів, які для використаних напівпровідникових матеріалів можна вважати відносно низькими.

На рис. 4.21 показані розподіли електричних та квазіелектричних полів в діодах 1-3 типу.

З наведених розподілів видно, що максимальна величина дрейфової швидкості корелює з максимумом напруженості електричного поля, який зміщується в бік аноду. Слід зазначити, що для діодів 2 та 3 типу втрачається поняття катодний статичний домен і умови, що виникають, не сприяють активній шумовій генерації з точки зору кінетичних параметрів діоду. Проте це компенсується тим, що імовірність ударної іонізації в таких діодах являється вищою, ніж в діодах, в яких домен локалізується на катоді.



Рис. 4.21. Розподіл електричного поля (1-3) та квазіелектричного поля (1'-3') від координати для структур, в яких варізонний шар починається: 1 – на початку, 2 – в середині, 3 – в кінці області слабого легування, при напрузі живлення *U*=7В

Активному режиму роботи діода відповідає стан, близький до її початку, або такий, що відповідає її початковій стадії (до пробою). Однією з причин введення варізонного шару було саме обмеження УІ в області катодного контакту. Найбільш сприятливі умови для її виникнення реалізуються в діоді на основі $In_zGa_{1-z}N$ при $\delta=1$ та покращується при зміщенні початку варізоного шару в бік аноду, що можна побачити на енергетичних діаграмах та розподілах носіїв заряду у цих діодах (рис. 4.19) та більш слабо виражено на ВАХ діодів (рис. 4.22).



Рис. 4.22. Залежність густини струму від прикладеної напруги для $In_zGa_{1-z}N$ (1-6) та $In_zAl_{1-s}N$ (7) діодів: $1 - \delta = 0,67, 2 - \delta = 1, 3 - \delta = 1,5, 4 - тип 1, 5 - тип 2, 6 - тип 3, 7 - \delta = 0,67$

4.2.2 Шумові характеристики діодів з катодним статичним доменом

Залежність спектральної густини від частоти для розглянутих діодів представлено на рис. 4.23.



Рис. 4.23. Шумові характеристики діодів: $1 - \delta = 0,67, 2 - \delta = 1, 3 - \delta = 1,5, 4 -$ тип 1, 5 – тип 2, 6 – тип 3, 7 – на основі InAlN при напрузі живлення U=7 В

S(f) у більшій частині розглянутого діапазону є монотонно спадаючою функцією частоти, яку можна представити у вигляді f^{α} , де показник α також змінюється в залежності від частоти. Апроксимація S(f) у вигляді $S(f) = Af^{\alpha}$ показала, що загальною рисою усіх отриманих залежностей є

близькість показника α до -1, що вказує на те, що головним фактором генерації шуму в діоді є дробові флуктуації. При зменшенні напруги живлення (рис. 4.24), на високих частотах (вище 150- 200 ГГц) характер залежності формується під впливом механізмів розсіяння носіїв заряду в діоді, зокрема домішковому розсіюванню та розсіюванню на сплавному потенціалі, що послаблює залежність S(f).

Така залежність зберігається у практично всьому діапазоні частот. Дещо відмінні результати отримано для діодів на основі InAlN, для яких $\alpha \approx -0.86 - 0.89$, що пояснюється великою часткою балістичних електронів при розглянутих довжниках діода. Суттєво, що величина S_f збільшується у відповідності до зростання середнього струму в діодів \overline{I} .



Рис. 4.24. Шумові характеристики діодів з параметром δ=1 при різних напругах живлення

Вказані особливості відповідають високим напругам, для яких рівень S_f найвищий.

Вплив напруги змішення на генерацію шуму показана на рис. 4.25, де представлено залежності S_f від величини напруги для характерних частот. Характер залежності для діода певного типу зберігається практично у всьому діапазоні частот. Для усіх діодів можна виділити широку область у якій рівень генерації S_f найвищий.



Рис. 4.25. Шумові характеристики діодів: 1 – б=0,67, 2 – б=1, 3 – б=1,5, 4 – тип 1, 5 – тип 2, 6 – тип 3

Ширина цієї області зменшується зі зміщенням максимуму електричного поля в бік аноду. Для усіх діодів на основі InGaN величина S_f має екстремум, положення якого відповідає напрузі U~ 6 В. Для діодів на основі InAlN спостерігається низка областей шумової генерації (рис. 4.26)



Рис. 4.26. Шумові характеристики діодів на основі InAlN з параметром δ=0,67

Максимальний рівень S_f відповідає максимальним напругам живлення. Проте за загальним рівнем величини S_f вони суттєво поступаються діодам на основі InGaN через більш низьку величину середнього струму, що протікає через діод.

Важливим моментом, яке може найти практичне застосування є наявність ділянок на залежності $S_f(U)$ для яких характерна монотонне зростання S_f з підвищенням напруги. Зокрема для InGaN діодів з $\delta=1$ на ділянці від 4 до 5,5 В залежність $S_f(U)$ практично лінійна і відповідає зміні величини S_f більше, ніж на порядок, що може знайти застосування у радіометричних системах терагерцового діапазону у якості активного шумового навантаження, яке керується напругою.

Висновки до розділу 4

1. Використання варізонного шару на катодному контакті дозволяє отримати високі рівні спектральної густини потужності шуму на основі коротких (менше одного мікрометра) напівпровідникових структурах.

2. Моделювання показало можливість генерування шуму в субтерагерцовому та терагерцовому діапазонах. Варізонна структура демонструє кращі спектральні характеристики у високочастотній області у порівнянні з ДКСД на основі однорідного за складом матеріалу.

3. Серед ДКСД на основі напівпровідникових систем GaAs, InGaAs та InP за рівнем СГПШ кращі результати можна отримати на ДКСД з варізонним шаром Ga_zIn_{1-z}As на катоді. Ця структура є оптимальною на частотах до 250 ГГц. На частотах вищих 450 ГГц оптимальною структурою є діод з варізонпним шаром Ga_zIn_{1-z}As та активною областю на основі InP, на границі поділу яких формується гетероперехід Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP.

4. За рівнем СГПШ діоди з варізонним шаром на катодному контакті мають перевагу перед діодами на основі однорідних за складом діодами, особливо в області низьких (~100 ГГц) частотах.

5. Найбільша залежність СГПШ від напруги $S_f(U)$ спостерігається для частот, які близькі до характерних частот прольоту електронів через діод, що підтверджує зв'язок шуму в діодах з катодним статичним доменом з дробовими флуктуаціями струму.

6. Серед ДКСД на основі нітридних напівпровідникових систем InGaN та InAlN рівнем СГПШ кращі результати можна отримати на ДКСД з варізонним шаром In_zGa_{1-z}N на катоді, який має найвищий рівень шумової потужності серед усіх розглянутих ДКСД.

7. В діодах на основі InGaN спостерігається ділянки напруги, де залежність $S_f(U)$ практично лінійна і відповідає зміні величини S_f більше, ніж на порядок, що дозволяє застосувати їх у радіометричних системах терагерцового діапазону у якості активного шумового навантаження, яке керується напругою.

8. У коротких варізонних структурах з варізонним Ga_zIn_{1-z}As шаром на катодному контакті можливо отримання генерації електромагнітних коливань на частотах до 180 ГГц, що дає підстави вважати, що у формуванні негативної диференціальної провідності діодів визначальну відіграють пролітні ефекти. В той же час такий ефект в структурах на основі Ga_zIn_{1-z}N не спостерігається.

Результати цього розділу відображені в роботах автора [7, 8, 11, 12, 13, 14, 19, 20, 21, 25]

РОЗДІЛ 5

АКТИВНІ ЕЛЕМЕНТИ З ВАРІЗОННОЮ АНОДНОЮ ОБЛАСТЮ

Розглядаються діоди, що мають структуру $n^+ - n^-(n) - n - n^+$. та виконані з матеріалу, склад якого змінюється від катоду до аноду так, що ширина забороненої зони зменшується в бік аноду. Основна ідея полягає в можливості виникнення ударної іонізації в обмеженій області діоду, яка граничить в анодним контактом. Завдяки цьому, враховуючи малі розміри діодів що розглядаються ($L \le 1$ мкм, які суттєво менші за дифузійну довжину), нерівноважні носії заряду, що виникають в результаті ударної іонізації, будуть покидати діод переважно за рахунок виходу через контакти, що буде сприяти швидкому відновленню рівноваги.

УІ в коротких діодах має ряд особливостей. По-перше, в них яскраво проявляється її нелокальний характер, а по-друге, в таких діодах УІ більшою мірою залежить від енергії електрону, ніж від величини напруженості електричного поля [106]. В таких умовах можна впливати на розвиток УІ шляхом формування відповідного профілю потенційної енергії, за рахунок використання різних напівпровідникових матеріалів (варізонні та гетероструктури).

5.1. Обґрунтування та постанова задачі

Найбільш цікавою для прикладного застосування є напівпровідникова система InGaAs, енергетична діаграма якої показана на рис. 5.1. Ширину забороненої зони в цій напівпровідниковій системі можна змінювати від 1,4 до 0,36 еВ за рахунок вмісту In від 0 до 1. Високі значення дрейфової швидкості роблять цей матеріал перспективним для високочастотних застосувань, проте лише за умови контрольованого зростання величини
концентрації надлишкових носіїв заряду, що можливо в тому числі за рахунок ударної іонізації.



Рис. 5.1. Залежність зонних параметрів від складу у системі InGaAs

Розподіл донорної домішки та складу напівпровідника z(x) в діодах на основі сполуки GaInAs показаний на рис 5.2



а) – профіль легування; б) – розподіл молярної долі галію.
 Рис. 5.2. Структура діода

Область в проміжку від 0 до x_4 представляє собою напівпровідник GaAs, матеріал в анодній області –InAs. За точкою x_4 сформований шар, в якому склад сполуки змінюється монотонно (варізонний шар). У розглянутому діоді концентрація галію в межах варізонної області змінювалась від z = 1.0 до 0 за нормальним законом. Завдяки такому розподілу та малій ширині забороненої зони в сполуці при малій концентрації Ga можливо виникнення ударної іонізації вже при достатньо малих напругах (менше 1 В).

Варізонна область виконує подвійну функцію. Перша функція полягає в керуванні ударною іонізацією, оскільки ширина забороненої зони і відповідно порогова енергія ударної іонізації стає залежною від складу, який у свою чергу залежить від координати, через функцію z(x) [18].

Друга перспективна функція, пов'язана з розглянутою структурою, яка дає можливість реалізації одностороннього транспорту носіїв заряду обох знаків. За рахунок квазіелектричних полів варізонного шару дірки в напівпровіднику *n*- типу рухатимуться до анода аналогічно електронам. Це дає можливість уникнути накопичення дірок в області InAs і повинно сприяти швидкому відновленню стану рівноваги в діоді, який був до початку ударної іонізації, тобто забезпечити його високу швидкодію.

Ударна іонізація викликається носіями, які мають енергію значно більшу, ніж заборонена зона за рахунок збереження енергії та імпульсу. В більшості матеріалів, таких як GaAs та InP, енергія порогу іонізації знаходиться у визначених діапазонах енергій. Для таких матеріалів зонна структура неоднорідна і тому не може бути адекватно представлена аналітичним виразом. Як було показано в розділі 3 та в [10], що зонна структура та швидкість розсіювання сильно впливають на швидкість ударної іонізації. Тому важко сформувати теорію процесу ударної іонізації в широкозонних напівпровідниках без параметризації та чисельних методів.

З іншого боку, для напівпровідників з вузькою шириною забороненої зони таких як InN більша частина переносу електронів обмежена поблизу забороненої зони, тому що порогові енергії набагато менші ніж в широкозонних напівпровідниках. В поєднанні з великими міждолинними енергіями перенос електронів в цих матеріалах обмежений центральною

долиною, яка може бути точно представлена в аналітичній формі. Крім того ефекти квантового переносу менш важливі в цих матеріалах, оскільки носії не досягають великих енергій, за яких відбуваються ці процеси [69].

У розглянутих структурах передбачається, що ударна іонізація виникає в прианодній області, яка складається з вузькозонного матеріалу $Ga_zIn_{1-z}As$ (малі значення z). Основною відмінністю методу є те, що порогові енергії, вірогідність іонізації та швидкість розсіювання розраховуються безпосередньо з величин, які оновлюються і чітко визначені.

В стані рівноваги U = 0, у структурі утворюються внутрішні електричні поля в області переходів у результаті перерозподілу електронів в наслідок градієнтів концентрацій. Внутрішнє електричне поле $n^+ - n^-$ переходу направлене протилежно до електричного поля $n^- - n$ переходу і електричного поля $n - n^+$ анодного контакту.

Прикладення зовнішньої напруги приводить до утворення прикатодного домена з сильним електричним полем на межі n^- - n областей. Зовнішнє поле має напрям протилежний до поля n^+ - n^- переходу. Воно частково його ослабляє, але повністю усунути не може. Тому на межі n^+ - n^- в даній структурі утворюється область з негативною або зниженою напруженістю електричного поля і віртуальним катодом.

Було розглянуто декілька варіантів діодних структур, що мали різну загальну довжину (500 - 1280 нм), параметри легування (рівень і розподіл домішки) та відрізнялися довжиною варізонного шару. Зокрема у більшості розглянутих діодів в області варізонного шару склад змінювався за законом (4.8).

Концентрація N_{d2} у прикатодній області, що розташована в проміжку від x_2 до x_3 (рис. 5.2), відрізнялася від концентрації N_{d3} в основній частині діода. На рис 5.3. показано розподіл напруженості електричного поля в області діоду для різних рівнів профілів легування такого типу.



Рис. 5.3. Розподіл напруженості електричного поля в області діода (L=1280 нм) із варізонним шаром, при напрузі живлення U=0,2 B

Отримані розподіли напруженості електричного поля характерні для структури за наявності n^+ -катоду та n^- -n переходу. Напруженість електричного поля в області n^- -n переходу при відповідній прикладеній зовні напрузі на діоді може зростати до значень, що достатні для виникнення ударної іонізації. В області анода у разі n^+ або антизапірного металевого контакту напруженість електричного поля також зростає і може досягати великих значень (десятки кВ/см).

Можна відмітити особливість формування розподілу електричного поля в діоді – в активній області формується область сильного поля, напрям якого протилежний напряму поля катодного статичного домену.

На рис. 5.4. показані розподіли напруженості електричного поля при різних напругах на діоді.



Рис. 5.4. Розподіл електричного поля в діоді (L = 1280 нм, $Nd_2 = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $Nd_3 = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³) при різній прикладеній напрузі

Розподіл електричного поля у випадку діода, в якого варізонний шар простирається до анодного контакту, близький до того, що спостерігається в однорідних за складом діодах. Зі збільшенням напруги на діоді відбувається не лише збільшення величини напруженості електричного поля, а також розширення області, яка заповнюється статичним доменом у бік анодного контакту.

У діодах з коротким варізонним шаром компенсація квазіелектричного поля у варізонному шарі відбувається за рахунок електронів активної області, що призводить до зміщення електронної густини в бік анодного контакту.

У напівпровіднику *n*-типу квазіелектричне поле компенсується електростатичним полем за рахунок переміщення електронів, тому результуюча зміна потенціальної енергії близька до нуля і прискорення електронів відбувається лише за рахунок прикладеної зовні напруги.

На рис 5.5. показані енергетичні діаграми діодів з різними профілями легування, що відповідають структурам, характеристики яких наведені вище (Рис.5.3, 1- а), 2- б), 3 – в), 4 – г)) для прикладеної напруги U = 1 В.



Рис. 5.5. Енергетичні діаграми діодів з різним профілем легування при прикладеній напрузі *U* = 1 В

Величина контактної різниці потенціалів складає близько 0,83 еВ. При напругах менших цієї величини виявляється головна особливість структури, що розглядається: для електронів Г долини і дірок валентної зони залежність потенціальної енергії від координати в активній зоні діода відповідає прискоренню носіїв заряду в бік анодного контакту, що відповідає односторонньому дрейфу носіїв заряду. При більших напругах ця властивість зберігається лише у сильно легованій анодній області.

Якщо до даного n^+ - n^- -n- n^+ діода прикласти велику напругу, то напруженість електричного поля в катодному домені (область n^- -n переходу) може досягти значень, що достатні для передачі електронам енергії, яка в

деякій точці (області) варізонного шару може перевищити порогове значення розвитку ударної іонізації. ВАХ діодів показані на рис. 5.6.



Рис. 5.6. Залежність густини струму від напруги для діодів довжиною 1280 нм: довжина активної області 680 нм та різним легуванням: 1 – $Nd_2 = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $Nd_3 = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³; 2 – $Nd_2 = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $Nd_3 = 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³; 3 – $Nd_2 = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $Nd_3 = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, та довжиною 640 нм: 4 – $Nd_2 = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $Nd_3 = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³; 5 – $Nd_2 = Nd_3 = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³

В розглянутих діодах велику роль відіграє ефект просторового перевищення швидкості (просторовий "overshot"). На цей процес найбільше впливає величина прискорюючого поля в області зниженого легування. Зокрема це поле найбільше в діоді з високим легування (Рис. 5.3., крива 3), що і визначає більшу величину струму в діоді (Рис. 5.6., крива 3). Аналіз розподілу середньої величини дрейфової швидкості по довжині діода показав, що максимальне значення швидкості досягає величини $v = 4 \cdot 10^5$ м/с.

Для коротких діодів час розвитку ударної іонізації менший за час релаксації імпульсу, тому ймовірність втратити енергію в результаті ударної іонізація вища, ніж за рахунок розсіювання на фононах. Зростання струму за рахунок підвищення концентрації електронів компенсує зменшення швидкості електронів внаслідок розсіювання на фононах, що призводить до формування характерних залежностей густини струму від напруги (рис.5.6) з відсутніми ділянками насичення струму. В цьому випадку ударна іонізація виступає в ролі релаксаційного механізму і може призводить до виникнення динамічної негативної провідності на частотах близьких до пролітної.

Потрібно відзначити, що ударна іонізація в даних діодах носить локальний характер і, як відмічено раніше, її розвиток визначатиметься розподілом складу напівпровідника по довжині діода. Для вибраної залежності складу напівпровідника від координати область виникнення ударної іонізації знаходиться ближчим до анодного контакту, де ширина забороненої зони мінімальна.

Оскільки час розвитку ударної іонізації, наприклад, для GaN по деяких оцінках [17,79] складає порядку 10⁻¹⁴ с, локальна ударна іонізація за певних умов може підвищити швидкодію приладів, в яких зворотні міждолинні переходи грають ключову роль. Наприклад, може бути використана в субмікронних діодах Ганна, призначених для генерації в терагерцовому діапазоні.

5.2. Вплив ударної іонізації на роботу варізонних діодів з МПЕ

Як показали дослідження приладів з МПЕ [69], виникнення ударної іонізації зазвичай призводить до формування позитивної диференціальної провідності діода та припинення генерації. Проте ситуація може суттєво змінитися, якщо цей процес відбувається в обмеженій області діода, а надлишкові носії заряду, що виникають, досить швидко залишають об'єм приладу.

Ударна іонізація, що ініціюється електронами в Г-долині зони провідності призводить до релаксації їх енергії та затримки переходу електронів в бічні Х-L-долини, а ударна іонізація, що ініціюється електронами в Х- долині зони провідності призводить до зменшення їх кількості в Х-долині та відповідно до зростання їх кількості в Г-долині (ударна іонізація, що ініціюється електронами в L-долині неможлива через особливості зонної структури). У підсумку, враховуючи взаємні переходи між X та L- долинами, виникнення ударної іонізації призводить до швидкого переходу електронів із верхніх долин в нижню. Відповідно ДО запропонованого розподілу Ga в Ga_zIn_{1-z}As ударна іонізація стає можливою лише в області анодного контакту, що і забезпечує швидку міждолинну релаксацію в цій частині діода. У випадку діодів, що працюють на високих частотах $\omega t \gg 1$, формування нестійкостей типу домену ускладнюється і формування НДП може відбуватися в тому числі завдяки безпосередньому перерозподілу електронів між нижньою і бічними долинами. У цьому випадку ударну іонізацію можна розглядати як один із можливих механізмів релаксації енергії електронів, який може протікати за проміжки часу суттєво менші, ніж часи зворотніх переходів.

Чисельні дослідження ударної іонізації в діодах з МПЕ, що мають велику довжину [107], показали, що ударна іонізація виникає в області сильного електричного поля (домен або заряджений шар) і призводить до зникнення коливань струму [108]. Основною причиною цього є необмежене підвищення концентрації носіїв в активній області пристрою та збільшення позитивної провідності. Більше того, рухливість дірки нижча за електронну, тому дірки, рухаючись в бік катодного контакту, можуть накопичуватися в активній області діода. Для короткого діода існують способи обійти ці проблеми. Для цього необхідно виконати декілька основних умов. По-перше, необхідно локалізувати УІ поблизу анодного контакту, що забезпечить швидкий вихід дірок. По-друге, важливо створити умови, коли швидкість іонізації електронів є набагато більша за швидкість іонізації дірок, і загальний коефіцієнт множення повинен залишатися близьким до 1 за час проходження електронів через активну область діода. Експериментально було показано [109], що час розвитку УІ у цьому випадку є мінімальним. Цим умовам повністю відповідає розглянута варізонна структура на основі $Ga_zIn_{1-z}As$ з широкозонним катодом та вузькозонним напівпровідником на аноді. Для дослідження можливості отримання генерації в структурах такого типу розглянуто діоди із загальною довжиною від 0,5 до 1,2 мкм. Розподіл складу сплаву (молярна частка галію) *z* у $Ga_zIn_{1-z}As$, вибрані у вигляді розподілів Гауса, рис.5.7.



Рис. 5.7. Розподіл частки Ga проти координати у розглянутих діодах з різною довжиною; 1- 4 – 0.5мкм; 5- 7 – 0.64 мкм; 8- 10 – 0.72 мкм; 11 – 1.28 мкм

Тут, відповідно, L₁ - L₄ –відповідають довжинам 0,5, 0,64, 0,72 та 1,28 мкм відповідно. Отримана залежність дна зони провідності від координати подібна до гетеропереходу, тому очікується, що збільшення енергії електрона в катоді та їх перехід у верхні долини буде досить швидким.

Характеристики діодів на постійній напрузі можуть бути використані для оцінки внеску УІ у загальну провідність та для визначення існування областей генерації. Очевидно, що важливо локалізувати УІ в анодному контакті і отримати більш високу частоту генерації. Однак існують важливі обмеження у виборі довжини діода. Енергетичний проміжок між Г- долиною та бічними долинами в Ga_zIn_{1-z}As при малому *z* стає співрозмірний з пороговою енергією УІ на анодному контакті. У результаті УІ може виникати за напруги, що близька до порогової напруги міждолинного переносу електронів або навіть менше. З іншого боку, щоб забезпечити ефективний перенос електронів у верхній долині, величини міждолинних проміжків $\Delta E_{\Gamma L}$, $\Delta E_{\Gamma X}$ на катодному контакті мають бути досить малими, що відповідає z=1.

Вольтамперні характеристики діода довжинами 0,5 мкм та 0,72 мкм показані на рис. 5.8.



Рис. 5.8. 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

Фактично характеристики всіх розглянутих діодів, що мають розподіл складу згідно з 1-9 (рис. 5.7), лежать в проміжку між залежностями 3 та 5. Характеристики отримані як з урахуванням УІ, так і без урахування УІ. Як видно з рис. 5.8, спостерігається суттєва відмінність у характеристиках з УІ і характеристиками без УІ в області високих напруг.

Енергетичні діаграми, що відповідають діодам з довжиною 0,72 мкм з різними розподілами складу показана на рис. 5.9. Молярна частка z у Ga_zIn₁₋ _zAs змінюється від 1 до 0 (рис. 5.9, а) та від 1 до 0,2 (рис. 5.9, б).



Рис. 5.9. Енергетичні діаграми та залежність числа актів УІ *N* від координати для діода з довжиною 0,72 мкм при напрузі зміщення 1.3 В: а) молярна частка Ga змінюється від 1 до 0; б) мольна частка Ga змінювалася від 1 до 0,2

Для розглянутих діодів величина концентрації донорної домішки в n^+ - контактах склала 5·10²³ м⁻³, концентрація в активній *n*- області 5·10²² м⁻³.

Розподіл частки Ga в сполуці Ga_zIn_{1-z}As в області від $x_3 - x_5$ за нормальним законом створює поблизу катода умови, близькі до гетеропереходу і сприяє набору енергії електронами та переходу їх у верхні долини. Також він формує варізонний шар на аноді, що створює в n⁺ - області квазіелектричне поле, яке прискорює рух дірок і приводить до їх швидкого виведення з діода.

Очевидно, що умова появи УІ не є оптимальною в X-долинах для випадку, що показаний на рис. 5.9. а). Одною з причин є те, що по суті величина квазіелектричного поля, яке діє на електрон у цих долинах, є досить збільшення енергії електронів низькою. Дійсно, за допомогою квазіелектричного поля відбувається в області приблизно 100 нм, що є недостатнім для отримання енергії, що дорівнює пороговій енергії УІ. У цьому випадку більша ймовірність насамперед виникнення УІ у Г - долині. Можливим способом покращення умов для УІ є збільшення молярної частки галію в аноді (рис. 5.9, б) або збільшення довжини діода. Другим важливим моментом є мала величина квазіелектричного поля, яке діє на дірки в аноді, що ускладнює вихід дірок в анодний контакт.

Аналіз роботи діода на часових проміжках часу $t \gg T$ показує існування усталених станів, у яких процес ударної іонізації формує надлишкові концентрації носіїв заряду в кілька разів більші за початкові. Випадок показаний на Рис. 5.9. а) відповідає досить великим концентраціям як електронів, так і дірок. Відомо, що тривалість життя надлишкових носіїв, пов'язаних з Оже рекомбінацією в InAs, становить ~ 4.5·10⁻⁴ с [110], тому виникнення усталеного стану пов'язано з дрейфом носіїв, що покидають діод. Величина діркового струму залишається значно меншою за електронний.

Слід відзначити, що, концентрація зростає експоненціально із збільшенням напруги зміщення, так що при високій напрузі стаціонарний стан може не встановитися. Носії (переважно дірки) можуть накопичуватися в центральній частині діода і вплив ударної іонізації стає дуже важливими. Таким чином, напруга зміщення повинна бути достатньо великою для можливості перенесення електрона в бічну долину, проте такою, щоб сформувати стійкий стан динамічної рівноваги.

Оцінка ефективності генерації діодів проводилася вважаючи, що діод знаходиться в одноконтурному резонаторі і прикладена напруга змінюється відповідно до розділу 4.1.3, являючи собою суму напруги зміщення та змінної складової на частоті першої гармоніки. Властивості генерації діодів оцінювалися розрахунку ефективності ШЛЯХОМ коливань на частоті резонатора. Ефективність визначалася шляхом оптимізації за значеннями частоти, напруги постійного зміщення та амплітуди першої гармоніки. Для отримання умови, близької до стаціонарного стану, аналіз форми коливань струму проводився шляхом розгляду декількох періодів коливань (до п'яти) та використанням останнього з них для визначення ККД. Формування усталеного стану також контролювалося за рахунок обчислення зміни числа макрочастинок при моделюванні методом Монте-Карло. Отримані таким чином енергетичні характеристики діодів, у яких молярна частка Ga змінювалася від 1 до 0,2, при концентрації донорної домішки в активній області 5·10²³ м⁻³ та загальній довжині 0,5 мкм, 0,64 мкм та 0,72 мкм наведені на рис. 5.10.

З вищезазначених причин стабільна генерація неможлива для всіх розглянутих діодів, незважаючи на те, що вона була зафіксована в більшості випадків. Постійне зростання концентрації носіїв спостерігається у коротких діодах з молярною часткою, що змінювалася від 1 до 0. Для цих діодів градієнт складу є досить великим для швидкого набору енергії і УІ розвивається стрімко.



Рис. 5.10. Залежність максимальної ефективності генерації від частоти, що отримана для діодів різної довжини, у яких зміна молярної частки z від 1 до 0,2: 1 –0,5 мкм; 2 – 0,64 мкм; 3 – 0,72 мкм

Варто зауважити, що у діодів, характеристики яких приведено на рис. 5.10, у випадку зміни молярної частка галію від 1 до 0,2, дірки, що виникають в результаті УІ, залишають діод в основному шляхом виходу у анодний контакт. Максимальне значення ККД відповідає напрузі зміщення 1,2 - 1,4 В і мало залежить від довжини діода. Насправді, рівновага між накопиченням зарядів та виходом їх з діода реалізується за цих значень. Максимальна частота коливань для розглянутих діодів становить близько 320 ГГц і відповідає діоду з довжиною 0,5 мкм. Максимальна частота генерації зменшується, а її величина зростає зі збільшенням довжини діода.

Енергетичні характеристики діодів довжиною 1,28 мкм показані на рис. 5.11. Тут залежності 1, 2 відповідають діодам з молярною часткою, що змінювалася від 1 до 0, а 3-5 відповідають діодам з молярною часткою, що змінювалася від 1 до 0.2. Залежності 1, 3, 5 отримані з урахуванням УІ, 2, 4 - без УІ. Легування області п⁺ -аноду 10²³ м⁻³ було розглянуто для виявлення впливу властивостей анодного контакту на роботу діода (рис. 5.11, крива 5).



Рис. 5.11. Залежність ефективності генерації від частоти для діодів довжиною 1,28 мкм. 1, 2 – молярна частка варіювала від 1 до 0; 3, 4, 5 – молярна частка Ga змінюється від 1 до 0,2. 1, 3, 5 – з врахування УІ; 2, 4 – без урахування УІ

Релаксація енергії електрона в Х-долині відбувається за рахунок УІ як за один крок, коли електрон переходить з Г-долини в Х-долину, так і за два кроки, коли спочатку електрон переходить в L-долину, а потім розсіюється в Х-долину. На рис. 5.12 показано вплив ударної іонізації на розподіл концентрації електронів в Г-долині та Х-долині.

Порівняння характеристик показує сильний вплив концентрації в анодному n^+ - шарі на величину та залежність ефективності генерації від частоти. n^+ - контакт з високою концентрацією донорної домішки за своїми властивостями близький до омічного, для якого при прямому зміщенні характерна мала величина електричного поля і відповідно квазіелектктричне поле, що діє на дірки в області контакту змінюється мало (рис. 5.13).



Рис. 5.12. Залежність концентрації електронів у бічних долинах від координати. для діодів довжиною 1,28 мкм: 1, 3 –L– долини, 2,4 –Х– долини; суцільна лінія – без врахування УІ; пунктирна лінія – з урахування УІ

Слід відзначити, що величина квазіелектричного поля, що діє на дірки є позитивною у більшій частині діода за виключенням області поблизу аноду, що має ширину 0,1- 0,2 мкм в залежнотсі від миттєвого значення напруги на діоді.



Рис. 5.13. Координатна залежність квазіелектричного поля, що діє на дірку для різних моментів часу протягом періоду коливань, $n^+=5\cdot 10^{23}$ м⁻³: 1 - 0; 2-T/4; 3-T/2; 4- 3T/4

Зниження концентрації в аноді призводить до підвищення опору контакту та перерозподілу прикладеної напруги за рахунок збільшення падіння напруги в аноді, що призводить до зменшення величини квазіелектричного поля в області від'ємних значень поблизу аноду (рис. 5.14).



Рис. 5.14. Координатна залежність квізіелектричного поля, що діє на дірку для різних моментів часу протягом періоду коливань, $n^+=10^{23}$ м⁻³ : 1 -0 ; 2-T/4; 3-T/2; 4- 3T/4

Розподіли на рис. 5.13 – 5.14 отримані за однакових значеннях прикладених напруг $U_0 = 1,2$ В; $U_1 = 0,5$ В. Слід додати, що генерація (з $\eta \approx 0,34\%$) при заданих напругах спостерігається тільки у діоді з $n^+=10^{23}$ м⁻³.

Як показано на рис. 5.14, крива 4, у від'ємний напівперіод першої гармоніки ширина області, в якій квазіелектрична сила, що діє на дірки, направлена в бік катоду, є меншою 80 нм при напруженості $E_p \leq 10$ кВ/см. Така ситуація сприяє виходу дірок в анод, що приводить до підвищення ККД.

З іншого боку, діоди з високолегованим n⁺- анодним контактом і довжиною 1,28 мкм мають дещо кращі частотні властивості (рис. 5.11).

Таким чином, частотні параметри діода визначаються в тому числі співвідношенням концентрацій в активній області і анодному контакті, що показано на рис. 5.15 для коротких діодів довжиною 0,5 мкм, у яких концентрації на катодному і анодному контакті були $n^+=5\cdot10^{23}$ м⁻³, а концентрація в активній області змінювалася від $5\cdot10^{22}$ до $1,5\cdot10^{23}$ м⁻³.



Рис. 5.15. Залежність максимального ККД генерації від частоти для діодів з довжиною 0,5 мкм, що мають різні величини легування *n*-області: 1 – $N_{d2} = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³; 2 – $N_{d2} = 8 \cdot 10^{16}$ см⁻³; 3 – $N_{d2} = 10^{17}$ см⁻³

Як видно з отриманих залежностей, підвищення концентрації в активній області дає змогу отримати генерацію на частоті 380 ГГц (для діода з $N_{d2} = 10^{17}$ см⁻³). Слід зазначити, що розподіл часки галію по довжині діода,

як і для діодів, що розглянуто вище (рис. 5.7 крива 4), змінювався від 1 до 0,2. Така зміна частки галію є оптимальною для отримання генерації в умовах УІ. На рис. 5.16 показані частотні залежності максимальної (оптимізованої) ефективності генерації для діодів з довжиною 0,72 мкм, що мали різний розподіл складу у варізонному шарі. Концентрації у катодному контакті $n^+=5\cdot10^{23}$ м⁻³, на анодному контакті $n^+=10^{23}$ м⁻³, концентрація в активній області змінювалася від $5\cdot10^{22}$ м⁻³.



Рис. 5.16. Залежність максимального ККД генерації від частоти для діодів з довжиною 0,72 мкм, що мають різні величини легування *n*- області: 1 - z = 1...0; 2 - z = 1...0,1; 3 - z = 1...0,2; 4 - z = 1...0,3

Діоди, у яких розподіл молярної частки Ga на анодному контакті $z_{\scriptscriptstyle A} \geq 0,2$, демонструють кращі показники за ефективністю генерації і водночас стійку роботу в умовах УІ. За цих умов дірки, що виникають в УI, результаті не досягають катодного контакту, проте можуть накопичуватися в прианодній області, впливаючи на розподіл потенціальної енергії в діоді. Як показали розрахунки, оптимальна напруга зміщення для діодів з активною областю 0,5 мкм (загальна довжина діода 0,72 мкм) складає 1.2-1,4 В і мало залежить від z_A в інтервалі значень, що розглядалися (0-0,3). Таким чином, можливо уникнути накопичення дірок шляхом зміщення ударної іонізації ближче до анодного контакту, збільшуючи z_A . З іншого

боку, як показано вище, за рахунок модифікації анодного контакту можна покращити умови для виходу дірок в бік аноду. Ідеальним кандидатом на цю роль є запірний контакт, що може забезпечити додаткову до існуючої контактну різницю потенціалів, наприклад, бар'єр Шоткі. За умови, що прикладена напруга $U > \varphi_{K0} + \varphi_m$, де φ_{K0} - контактна різниця потенціалів за рахунок варізонного шару GaAs (катод) – InGaAs (анод), φ_m - контактна різниця потенціалів в бар'єрі Шоткі на аноді, квазіелектричне поле, що діє на дірку залишиться позитивним в анодній області. Ще один ефективний спосіб уникнення накопичення дірок, пов'язаний з використанням бар'єрі Шоткі, полягає формуванні композитного анодного контакту, був y ШО запропонований у [111,112]. Він містить металічні елементи у вигляді бар'єрів Шоткі, що виступають як колектори дірок. Показано, що такий контакт ефективно збирає дірки, що знаходяться на відстані меншій 0,3 мкм від аноду і відповідає умовам, що існують у розглянутих діодах.

Ще одною важливою проблемою може стати забезпечення ефективного відведення тепла з анодної області, оскільки теплова генерація носіїв заряду досить суттєва для такого матеріалу як InGaAs.

Отримані результати показують, що варізонні діоди, що працюють на ефекті міждолинного перенесення електронів, не можна аналізувати без врахування ефекту УІ. Особливо, якщо анодний шар являє собою вузькозонний матеріал. Водночас у коротких діодах роль, яку відіграє УІ, може бути набагато ширша, ніж деструктивний фактор. За певних умов вона може покращити частотні властивості, проте, ціною обмеження напруги зміщення, а отже, за рахунок зменшення вихідної потужності.

5.3. Планарний активний елемент з бічною границею

Діоди з активними бічними границями (ДБГ) можна вважати можливими джерелами ТГц діапазону. Можливість створення таких структур

та принципи роботи ДБГ розглядалася у роботах[113,114]. Основною ідеєю є поєднання ефекту переносу електрона в каналі діода та електронних процесів в ДБГ, що може призвести до існування негативного диференційного опору (НДП) і більш високих частот генерації, ніж у звичайних діодів Гана.

ДБГ можуть бути як планарними, так і сендвіч-структурами. Планарний варіант ДБГ є більш придатним для практичної реалізації і подібний до деяких типів польових транзисторів (ПТ) [115-117], рис.5.17.



Рис. 5.17. Структура діода з АБГ: напівізоляційна підкладка (1), канал (2), високолегована контактна область (n^+) (3), катод (4) та анод (5) - металеві контакти, металева перемичка (6), АБГ- 7

Він являє собою провідний шар (канал) 2, що сформовано на високоомній (напівізолюючій) підкладці 1, та двох омічних контактів 3. Активна бічна границя (АБГ) 7 - це напівпровідникова структура, яка розміщена між металевим електродом і каналом. Її електричні властивості відрізняються від властивостей каналу. Лівий і правий краї АБГ не повинні бути суміщені з омічними контактами каналу. Металевий електрод БГ з'єднується з одним із омічних контактів за допомогою металевої перемички 6, утворюючи таким чином анод діода. Інший омічний контакт виконує роль катода.

Передбачалося, що АБГ при використанні її окремо дає можливість отримати генерацію НВЧ коливань. Розглядався варіант, коли АБГ являла собою вже розглянуту у розділі 5.2 варізонну структуру, у якої склад змінюється від GaAs на границі до InAs на верхньому контакті [118]. Розподіл по координаті вмісту Ga в сполуці Ga_zIn_{1-z}As відповідає розподілу 7 рис. 5.7. Залежність ефективності генерації від частоти для діодної структури, що розглядається як бічна границя, наведено на рис. 5.16, крива 1. Відмінність полягає у відсутності n^+ -контактного катодного шару як первісного діоду. За відсутності вбудованого потенціального бар'єру між АБГ та каналом, що можливо за однакової величини концентрації донорної домішки в АБГ та каналі, електрони потрапляють в АБГ з енергією, яку вони набули рухаючись в каналі.

Двовимірна модель діода, що моделювалася показана на рис. 5.18.



Рисунок 5.18. Двовимірна модель діода з АБГ, всі позначення відповідають рис. 5.17

Струм через таку структуру є сумою струмів, що протікають через планарну частину діода та бічну границю. Струм визначається набором факторів, серед яких можна виділити концентрацію електронів в епітаксіальному шарі і бічній границі, положення границі відносно катодного контакту, співвідношенням площі контактів (4) і (5) до площі границі (7). Останній фактор неможливо врахувати при двомірному моделюванні діода.

Тому в подальшому розгляді приймаємо ширину бічної границі і контактів однаковою.

Граничні умови фіксують електростатичний потенціал в омічних контактах. В інших частинах межі накладена умова щодо обертання в нуль нормальної складової електричного поля.

Для отримання розподілу електростатичного потенціалу в діоді с АБГ застосовувався все той же повний багатосітковий метод, що і в розділах 3, 4, який було модифіковано для урахування геометрії задачі (рис.5.18). В області АБГ використовувалися такі ж самі підходи, як при розрахунку структур з варізонною активною областю (розділ 5.2). Миттєвий загальний струм I(t)через контакт обчислюється шляхом розрахунку суми струму, обумовленого потоком частинок через контакт, і струмом зміщення через зміну електричного поля на контакті [83]. Загальний струм через електроди I(t)визначався шляхом диференціювання за часом заряду Q(t) що пройшов через контакт:

$$I(t) = \frac{dQ}{dt},\tag{5.1}$$

де

$$Q(t) = e(n_{\rm max} - n_{\rm max}) + \varepsilon \varepsilon_0 \int_{L_{\rm max}} E_x dy, \qquad (5.2)$$

 $n_{_{\rm BX}} - n_{_{\rm BHX}}$ - різниця числа електронів, що входять і виходять через контакт; E_x - величина x - складової поля на контакті, а інтеграл береться по довжині контакту.

Розмір областей складають $L_y = 1,28$ мкм та $L_{y1} = 0,32$ мкм. Шар каналу має товщину 0,16 мкм і довжину 0,98 мкм. Концентрації донорів становили (2... 6) 10^{22} м⁻³ в області каналу, та 10^{24} м⁻³ в контактних областях.

Розподіл величини електростатичного потенціалу для розглянутої структури приведено на рис. 5.19.



Рис. 5.19. Розподіл електростатичного потенціалу в області діода з активною n^+ - бічною границею, $U_0 = 1$ В

Відповідний розподіл *E*_{*y*}-складової напруженості електричного поля в планарній частині діода показаний на рис. 5.20.



Рис. 5.20. Розподіл E_{y} складової напруженості електричного поля $U_{0} =$

1 B

З рис. 5.20 видно, що розподіл напруженості електричного поля уздовж активного шару планарної структури якісно близький до розподілу, що

формується в діоді з високоомною неоднорідністю на катоді. Область підвищеної напруженості формується за рахунок зменшення густини струму в активному шарі в області n – границі. ВАХ діода з n – границею для різних величин концентрації в активному шарі та n– границі, а також планарного діоду наведені на рис. 5.21.



Рис. 5.21. Залежність густини струму від прикладеної напруги: 1-3 – для діодів на основі GaAs з n – границею, 4-5 – планарні GaAs діоди

Як видно з наведених графіків, величина постійного струму майже вдвічі більша в порівнянні зі звичайним планарним діодом з аналогічними електрофізичними параметрами. Характер залежностей відповідає отриманим характеристиками для планарного діода. Проте слід зазначити, що при великих рівнях легування спостерігається поява ділянки із статичною негативною диференціальною провідністю починаючи з напруг близьких 2 В.

Розглядалася робота діодної структури в одноконтурному резонаторі. Енергетичні характеристики діода з активною границею аналізувалися відповідно до методики, що застосовувалася до генераторних структур в розділах 4 та 5. Відповідні результати наведені на рис. 5.22.



Рис. 5.22. Залежність ефективності від частоти для GaAs діода з активною границею, з довжиною 1,28 мкм, 1- $N_d = 6 \cdot 10^{16}$ см ³; 2- $N_d = 4 \cdot 10^{16}$ см ³

Генерація коливань в діоді має немонотонну залежність від напруги зміщення. На рис. 2.23 показана частотна залежність оптимізованого значення ефективності генерації для двох фіксованих напруг живлення.



Рис. 5.23. Залежність ефективності від частоти для GaAs діода з активною границею, з довжиною 1,28 мкм, та $N_d = 6 \cdot 10^{16}$ см³; 1-U = 4,5 B; 2-U = 1,5 B

Видно, що низькочастотна частина діапазону роботи діода реалізується при великих напругах зміщення і характеризується високим значення ККД Тоді як максимальна ефективність (до 10%). на високих частотах реалізується при малих напругах зміщення. Це відкриває перспективу використання таких структур керованих напругою ЯК джерел випромінювання. Загальний діапазон роботи становить більше 250 ГГц при максимальній частоті вищій 300 ГГц.

На величину ефективності структури впливає положення границі на підкладці. На рис 5.24 показано залежність оптимізованого значення ефективності генерації в діапазоні 100 – 300 ГГц при різних положеннях бічної границі відносно катодного контакту.



1- $y_1 = 0,32$ мкм; 2- $y_1 = 0,48$ мкм; 3- $y_1 = 0,64$ мкм.

Рис. 5.24. Залежність ефективності від частоти для GaAs діода з активною границею, $N_d = 6 \cdot 10^{16}$ 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 структури на основі GaAs з активною границею n^+ -n- на основі варізонного шару InGaAs можуть ефективно генерувати в діапазоні частот від десятків ГГц до 300 ГГц, а діапазон їх генерації залежить від прикладеної напруги.

Запропонований спосіб поліпшення частотних властивостей за рахунок модифікації бічної границі діода може бути застосований до коротких структур для забезпечення максимальнтх частот генерації.

Висновки розділу 5

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 Г-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 довжинами 500 нм – до 380 ГГц з максимальною ефективністю до 0,25% (270 ГГц).

4. В умовах виникнення ударної іонізації в діодах на основі GaAsварізонний 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 $z_A \ge 0,2$. 5. Активні елементи на основі GaAs з активною бічною границею n^+ -nна основі варізонного шару Ga_zIn_{1-z}As можуть ефективно генерувати в діапазоні частот від десятків ГГц до 300 ГГц. Діапазон генерації діода з активною n^+ границею залежить від прикладеної напруги. При низьких напругах (до 2 В) ефективність генерації вища при високих частотах (більше 100 ГГц), а при високих напругах (близько 4 В) при низьких частотах (до 120 ГГц), що дозволяє реалізувати широкосмуговий генератор, що керується напругою.

Результати цього розділу відображені в роботах автора [9,13,16,17,18, 22, 23, 26]

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі розглянуто задачі створення нових активних напівпровідникових елементів для генерації шумових коливань та електромагнітного випромінювання в довгохвильовій частині терагерцового діапазону, основою роботи яких є використання ефекту ударної іонізації в напівпровідниках зі змінним складом (варізонні напівпровідники).

Вперше показано, що ударна іонізація, яка ініціюється носіями заряду лише одного типу, що характерно для варізонних структур, є перспективним ефектом для використання в надшвидкісних приладах та може розглядатися як спосіб покращення їх частотних характеристик, зокрема у якості механізму релаксації електронів за енергією. За умови, що коефіцієнт помноження носіїв заряду $M \approx 1$, що відповідає початку розвитку ударної іонізації, час затримки виникнення ударної іонізації в напівпровідникових сполуках, зокрема в InGaAs, InGaN та InAlN, може бути значно меншим характерних часів розсіяння.

Вперше показано, що використання варізонного напівпровідника в діодах з катодним статичним доменом дає можливість зменшити розміри області прольоту носіїв заряду за рахунок локалізації ударної іонізації у варізонному шарі та отримати шумову генерацію в частотній області терагерцового діапазону. Показано, що шумові діоди з варізонним катодним шаром на основі InGaAs/GaAs, InGaAs/InP, InGaN/GaN та InAlN/AlN за характеристиками переважають діоди своїми ШУМОВИМИ на основі гомогенних напівпровідників, а залежність спектральної потужності шуму в них від напруги дозволяє в перспективі застосовувати їх у радіометричних системах терагерцового діапазону y якості активного шумового навантаження величиною якого можна керувати напругою.

Вперше досліджено можливість отримання надвисокочастотної генерації та визначено енергетичні та частотні характеристики діодних структур GaAs-варізонний шар Ga_zIn_{1-z}As, що працюють в умовах ударної

іонізації у варізонному анодному шарі напівпровідника. Показано, що в такому елементі можна реалізувати режим одностороннього руху носіїв заряду різних знаків, що сприяє швидкій релаксації накопиченого в результаті ударної іонізації надлишкового об'ємного заряду. Моделювання роботи діодів показало можливість отримання генерацію 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 ефективною ефективністю до 500 нм.

Вперше запропоновано планарну конструкцію діода, що містить активний елемент з GaAs-варізонним шаром Ga_zIn_{1-z}As, що розміщується на поверхні діода. Показано, що не дивлячись на те, що частота, на якій отримано максимальну ефективність, в такому елементі відповідає звичайному діоду з МПЕ, частотна межа роботи перевищує 300 ГГц в режимі генерації на основній частоті.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Hangyo M. Development and future prospects of terahertz technology // Japanese Journal of Applied Physics. 2015. Vol. 54, No12. P. 120101-1–120101-16.

2. Mittleman D. M. Perspective: Terahertz science and technology // Journal of Applied Physics. 2017. Vol. 122, No23. P. 230901-1–230901-12.

3. Song H.-J., Nagatsuma T. Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications // Pan Stanford USA, 2015, 606 P.

4. Isogawa T., Kumashiro T., Song H.-J., Ajito K., Kukutsu N., Iwatsuki K, and Nagatsuma T. Tomographic Imaging Using Photonically Generated Low-Coherence Terahertz Noise Sources // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2012. Vol. 2, No5. P. 485–492.

5. Chan W. L., Daniel J. A., Mittleman D. M. Imaging with Terahertz Radiation // Reports on Progress in Physics. 2007. Vol. 70, No8. P. 1325–1379.

6. Ahi K. Review of GaN-based devices for terahertz operation // Optical engineering. 2017. Vol, 56. No9. P. 090901-1–090901-14.

7. Боцула О. В., Приходько К. Г. Вольтамперные характеристики диодов с катодным статическим доменом, варізонным слоем и гетеропереходом // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2016. Випуск 25. С. 66–69.

8. Botsula O. V., Prykhodko K. H. Static characteristics of the graded gap and heterojunction diodes containing the cathode static domain // UWBUSIS'2016: 8th Intern. Conference Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, September 5–11, 2016: Conference Paper. Odessa, Ukraine, 2016. P. 163–166 – Oral. DOI: 10.1109/UWBUSIS.2016.7724178.

9. Prykhodko K. H., Zozulia V. O., Botsula O. V. Graded band gap ingaas diodes for terahertz applications // YSF–2017: 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, October 17-20, 2017:

Conference Paper. Lviv, Ukraine, 2017. P. 291–294 – Oral. DOI: 10.1109/YSF.2017.8126637.

10. Боцула О. В., Приходько К. Г., Шевченко О. Р. Частотні можливості варізонних структур з ударною іонізацією на основі GaInAs // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2017. Випуск 27. С. 85–89.

11. Botsula O. V., Prykhodko K. H. Graded band diode for noise generation in terahertz range // UWBUSIS-2018: 9-th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, September 4–7, 2018: Conference Paper. Odessa, Ukraine, 2018. P. 336–339 – Oral. DOI: 10.1109/UWBUSIS.2018.8520183.

12. Botsula O. V., Prykhodko K. H., Zozulia V. A. InGaAs- based graded gap active elements with static cathode domain for terahertz range // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2019. Vol. 11, No1. P. 01006-1–01006-5. DOI: 10.21272/jnep.11(1).01006.

13. Botsula O. V., Prykhodko K. H. Generation of electromagnetic oscillations of submillimeter range by $Ga_zIn_{1-z}As$ diodes using impact ionization // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2019. Vol. 11, No2. P. 02009-1– 02009-5. DOI: 10.21272/jnep.11(2).02009.

14. Botsula O. V., Prykhodko K. H. Graded Band InGaN- Based Diode for Noise Generation in Terahertz Range // UkrMW 2020: 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week, September 21–25, 2020: Conference Paper. Kharkiv, Ukraine, 2020. P. 925–928 – Oral. DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252763.

15. Botsula O., Prykhodko K. Sub-THz and THz Noise Generation by Diode Heterostructures under Impact Ionization // UkrMW 2020: 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week, September 21–25, 2020: Conference Paper. Kharkiv, Ukraine, 2020. P. 1103–1107 – Oral. DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252772.

16. Боцула О. В., Прохоров Э. Д., Свергун Д. С., Приходько К. Г. Влияние ударной ионизации на эффективность генерации коротких диодов на основе GaN // Вісник Харківського національного університету імені

В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2013. № 1067. С. 61-64.

17. Боцула О. В., Приходько К. Г. Влияние ударной ионизации на генерацию диодов на основе нитридов // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2017. Випуск 26. С. 71–74.

 Botsula O. V., Pryhodko K. H., Zozulia V. A. Impact ionization in short Al_zGa_{1-z}N-based diodes // Telecommunications and Radio Engineering.
 2017. Vol. 76, No1. P. 61–71. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i1.

19. Боцула О. В., Приходько К. Г. Діод з катодним статичним доменом на основі гетеропереходу GaAs-AlGaAs для генерації НВЧ – шуму // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2015», 1-3 квітня, 2015: Збірник тез. Київ, Україна, 2015. с.111.

20. Botsula O. V., Prykhodko K. H. Heterostructure-based diode with the cathode static domain // MSMW'2016: 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, June 21–24, 2016: CD of abstracts. Kharkiv, Ukraine, 2016.

Botsula O. V., Prykhodko K. H. Heterostructure-based diode with cathode static domain // Telecommunications and Radio Engineering. 2017. Vol. 76, No10. P. 891–01. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i10.60.

22. Botsula O. V., Prykhodko K. H., Zozulia V. O. Monte Carlo modeling of the diodes with lateral resonant tunneling border // UWBUSIS-2018: 9-th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, September 4–7, 2018: Conference Paper. Odessa, Ukraine, 2018. P. 256–259 – Poster. DOI: 10.1109/UWBUSIS.2018.8520067.

23. Botsula O. V., Prykhodko K. H., Zozulia V. O. Diodes with lateral n⁺n –border // UKRCON 2019: 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, July 2–6, 2019: Conference Paper. Lviv, Ukraine, 2019. P. 752–755 – Poster. DOI: 10.1109/UKRCON.2019.8879884.

24. Botsula O. V., Prykhodko K. H. GaN-based planar heterostructure diodes for high frequency generation // UKRCON 2019: 2019 IEEE 2nd Ukraine

Conference on Electrical and Computer Engineering, July 2–6, 2019: Conference Paper. Lviv, Ukraine, 2019. P. 788–791 – Poster. DOI: 10.1109/UKRCON.2019.8879818.

25. Напівпровідниковий діод для генерації НВЧ шуму: пат. 127847 Україна. № u201802061; заявл. 28.02.2018; опубл. 27.08.2018, Бюл. № 16/2018.

26. Напівпровідниковий діод для генерації електромагнітних НВЧ коливань: пат. 132057 Україна. № u201808876; заявл. 21.08.2018; опубл. 11.02.2019, Бюл. № 3/2019.

27. Eisele H. 480 GHz oscillator with an InP Gunn device // Electronics Letters. 2010. Vol. 46, No6. P. 422–423.

28. Nishizawa J., Plotka P., Kurabayashi T., and Makabe H. Development of TUNNETT diode as terahertz device and its applications // Device Research Conference, June, 2006: Conference Paper. Pennsylvania 2006. P. 195–196.

29. Asada M., Suzuki S., and Kishimoto N. Resonant tunneling diodes for sub-terahertz and terahertz oscillators // Japanese Journal of Applied Physics. 2008. Vol. 47, No6. P. 4375–4384.

30. Suzuki S., Asada M., Teranishi A., Sugiyama H., and Yokoyama H. Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature // Applied Physics Letters. 2010. Vol. 97, No24. P. 242102-1– 242102-3.

31. Feiginov M., Sydlo C., Cojocari O., Meissner P. Resonant-tunnellingdiode oscillators operating at frequencies above 1.1 THz // Applied Physics Letters. 2011. Vol. 99, No23. P. 233506-1–233506-3.

32. Izumi R., Suzuki S., Asada M. 1.98 THz resonant-tunneling-diode oscillator with reduced conduction loss by thick antenna electrode // IRMMW-THz 2017: 2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Aug 27–Sep 1, 2017: Conference Paper. Cancun, Mexico, 2017. P. 788–791 (2017), P. 978-1–978-2.

33. Suzuki S., Shiraishi M., Shibayama H., Asada M. 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. 2013. Vol. 19, No1. P. 8500108-1–8500108-8.

34. Sekiguchi R., Koyama Y., Ouchi T. Subterahertz oscillations from triple-barrier resonant tunneling diodes with integrated patch antennas // Applied Physics Letters. 2010. Vol. 96, No6. P. 062115-1–062115-3.

35. Köhler R., Tredicucci A., Beltram F., Beere H., Linfield E., Davies A., Ritchie D., Lotti R., and Rossi F. Terahertz semiconductor-heterostructure laser // Nature. 2002. Vol. 417. P. 156–159.

36. Lyakh A., Maulini R., Tsekoun A., R R. Go, Pflugl C., Diehl L., Wang Q. J., Capasso F, and Patel C. K. N. 3 W continuous-wave room temperature single-facet emission from quantum cascade lasers based on nonresonant extraction design approach // Applied Physics Letters. 2009. Vol. 95, No14. P. 141113-1–141113-3.

37. Bhushan B. (ed.). Encyclopedia of Nanotechnology // Springer.
Dordrecht Heidelberg New York London Library of Congress Control Number:
2012940716. 2012. P. 253- 267.

38. Fawcett W., Broadman A. D., Swain S. Monte Carlo determination of electron transports in GaAs // J. Phys. Chem. Solids. 1970. Vol. 31. P. 1963–1990.

39. Белоусов Н. П., Чайка В. Е. Теоретическое исследование высокочастотных свойств GaAs и InP // Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. 1981, вып. 2, С. 60–61.

40. Кальфа А. А., Коноплянников С. Н., Пореш С. Б., Тагер А. С. Прикатодный разогрев электронов и динамика доменов в коротких диодах Ганна // ФТП. 1981. Т.15, Вып.7. С. 1359–1362.

41. Eastman Lester F. Electron ballistc enjection and extraction for very high efficiency, high frequency transferred electron devices // U.S. Patent Mar. 10, 1987 no. 4,649,405.

42. Friscourt M. R., Rolland P. A., Pernisek M. Heterojunction Cathode Contact Transferred Electron Oscillator s// IEEE Electron Device Lett. 1985. Vol.
6, No10. P. 497–499.

43. Eisele H., Naftaly M., Fletcher J. R., Steenson D. P., Stone M. R. The Study of Harmonic-Mode Operation of GaAs TUNNETT Diodes and InP Gunn Devices Using a Versatile Terahertz Interferometer // Proceedings of the 15th International Symposium on Space Terahertz, April 27–29, 2004: Conference Paper. Northampto, United States, 2004. P. 336–400.

44. Eisele H. and Kamoua R. Submillimeter-wave InP Gunn devices // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2004. Vol. 52. No10. P. 2371 - 2378.

45. Eisele H. Third-Harmonic Power Extraction From InP Gunn Devices up to 455 GHz // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2009. Vol. 19, No6. P. 416–418.

46. García S., Pérez S., Íñiguez-De-La-Torre I., Mateos J., González T. Comparative Monte Carlo analysis of InP- and GaN-based Gunn diodes // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 115, No4. P. 44510-1–44510-7.

47. Khalid A., et al. Terahertz oscillations in an In0.53Ga0.47As submicron planar Gunn diode // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 115, No11. 114502-1–114502-6.

48. Storozhenko I. P. Initiation and Drift of the Space-Charge Waves in Devices Based on Variband $GaP_{x(z)}As_{1-x(z)}$ with the Intervalley Electron Transport // Telecommunications and Engineering. 2008. Vol. 67, No10. P. 881 – 894.

49. Storozhenko Ihor. Gunn Diodes Based on Graded-Gap GaInPAs // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2020. Vol. 12, No1. P. 01015-1 – 010159.

50. Dobrinsky A., Simin G., Gaska R., Shur M. III-Nitride Materials and Devices for Power Electronics // ECS Transactions. 2013. Vol. 58, No4. P. 129–143.

51. Yang L., Long S., Guo X., Hao Y. A comparative investigation on sub-micrometer InN and GaN Gunn diodes working at terahertz frequency // Journal of Applied Physics. 2012. Vol. 111, No10. P. 104514-1 104514-5.

52. Storozhenko I. P. and Arkusha Yu. V. Respective for using Gunn diodes on the base GaN, AlN and InN // Radiophysics and Electronics. 2011. Vol. 16, No1. P. 58–63.

53. Aleskseev E. and Pavlidis D. Microwave potential for GaN-based Gunn devices // Electronic Letters. 2000. Vol. 36, No. 2. P. 176–178.

54. Barry E. A., Sokolov V. N., Kim K. W., and Trew R. J. Large-signal analysis of terahertz generation in submicrometer GaN Diodes // IEEE Sensors Journal. 2010. Vol. 10, No3. P. 765–771.

55. Yilmazoglu O., Mutamba K., Pavlidis D., Karaduman T. First Observation of Bias Oscillations in GaN Gunn Diodes on GaN Substrate // IEEE Transactions on Electron Devices. 2008. Vol. 55, No7. P. 1563 – 1567.

56. Стороженко И. П., Кайдаш М. В., Ярошенко А. Н., Аркуша Ю. В. Оценка энергетических характеристик варизонных GaInN диодов Ганна с омическими контактами // Вісник Харківського Національного Університету імені В.Н. Каразіна № 1010. Серія «Радіофізика и електроніка». 2012. Вип. 20. С. 39 – 43.

57. Стороженко И. П., Ярошенко А. Н., Магда В. И., Аркуша Ю. В. Варизонные GaBN и InBN диоды Ганна // Вісник Харківського Національного Університету імені В.Н. Каразіна № 1010. Серія «Радіофізика и електроніка». 2012. Вип. 20. С. 44 – 47.

58. Botsula O. V., Prokhorov E. D., Svergun D. S., Prykhodko K. G. Influence of impact ionization on oscillation efficiency of short GaN – based diodes // КрыМиКо-2014: Материалы 24 Межд. Крымской конф.-"СВЧ техника и телекоммуникационные технологии", Севастополь, Т.1. С. 143-144.

59. Kroemer H. (Invited) heterostructures for everything: Device principle of the 1980's? // Japanese Journal of Applied Physics. 1981. Vol. 20, P. 9- 13.

60. Ильин В. И., Мусихин С. Ф., Шик А. Я. Варизонные полупроводники и гетероструктуры // СПб.: Наука, 2000. 101 с. (Сер. учеб. пособий "Новые разделы физики полупроводников").

61. Стороженко І. П. Генерація міліметрових хвиль варізонними структурами напівпровідників A₃B₅ з міждолинним переносом електронів // Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук. На правах рукописа. 2009. 340 с.

62. Yuan L., James A., Cooper J. A., Melloch M. R., Webb K. J. Experimental demonstration of a silicon carbide IMPATT oscillator // IEEE Electron Device Letters. 2001. Vol. 22, No6. P. 266–268.

63. Curow M. Proposed GaAs IMPATT device structure for D-band applications // Electronics Letters. 1994. Vol. 30, No19. P. 1629–1631.

64. Mukherjee M., Mazumder N., Roy S. K. Prospects of 4HSiC double drift region IMPATT device as a photosensitive high-power source at 0.7 terahertz frequency regime // Active and Passive Electronic Components. 2009. Vol. 2008. P. 275357-1–275357-9.

65. Panda A. K., Pavlidis D., Aleksee E. DC and highfrequency characteristics of GaN-based IMPATTs // IEEE Transactions on Electron Devices. 2001. Vol. 48, No4. P. 820–823.

66. Banerjee S., Mukherjee M, Banerjee J. P. Bias current optimization of Wurtzite-GaN DDR IMPATT diode for high power operation at THz frequencies // International Journal of Advanced Science and Technology. 2010. Vol. 16. P. 16–20.

67. Acharyya A., Banerjee J. P. Prospects of IMPATT devices based on wide bandgap semiconductors as potential terahertz sources // Applied Nanoscience. 2012. Vol. 4. P. 1–14.

68. Ильин В. И. Квазиэлектрические поля в полупроводниках и полупроводниковых структурах // Соровский образовательный журнал. 2001.
Т. 7, № 11. С. 109–115.

69. Marshall A. R. J., et al. High speed InAs electron avalanche photodiodes overcome the conventional gain-bandwidt product limit // Optics Express. 2011. Vol. 19, No29. P. 23341–23349.

70. Marshall A. R. J., Vines P., Ker P. J., David J. P. R., and Tan C. H.

Avalanche multiplication and excess noise in InAs electron avalanche photodiodes at 77K // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2011. Vol. 47, No6. P. 858–864.

71. Capasso F. The channeling avalanche photodiode: A novel ultra-lownoise interdigitated p-n junction detector // IEEE Transactions on Electron Devices. 1982. Vol. 29, No9. P. 1388–1395.

72. Jacoboni C., Reggiani L. The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials // Rev. Modern Physics. 1983. Vol. 55, No3. P. 675 -705.

73. Vasileska D., Mamaluy D., Khan H. R., Raleva K. and Goodnick S. M. Semiconductor Device Modeling // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience. 2008. Vol. 5, No6. P. 999–1030.

74. Иващенко В. М., Митин В. В. Моделирование кинетических явлений в полупроводниках. Метод Монте – Карло // Київ: Наукова думка, 1990. 192 с.

75. Farahmand M., et al. Monte Carlo Simulation of Electron Transport in the III-nitride Wurtzite Phase Materials System: Binaries And Ternaries // IEEE Transaction on Electron Devices. 2001. No3. P. 535–542.

76. Khan M. A., Shur M. S. GaN-based Devices for Electronic Applications // International Journal of High Speed Electronics and Systems. 1997.
No5. P. 170 – 175.

77. Vurgaftman I., Meyer J. R., Ram-Mohan L. R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys // Jornal of applied physics. 2001.
Vol. 89, No11. P. 5815 – 5875.

78. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц // Пер. с англ. – Москва: Мир, 1987. 640 с.

79. Acharyya A., Banerjee J. P. Potentiality of IMPATT Devices as THz Source // IETE JOURNAL OF RESEARCH. 2013. Vol. 59. No.2. P.118 – 127.

80. Nederveen K. Ensemble Monte Carlo simulation of electron transport in AlGaAs/GaAs heterostructures // Doctor of Philosophy, Electrical Engineering, Eindhoven. 1989. 184 p. 81. Willardson R. K., Beer A. C. Semiconductors and semimetals // New York: Academic Press, 1975. 312 p.

82. Joppich W., Mijalkovic S. Multigrid Methods for Process simulation // New York: Springer-Verlag, 1993. 313 p.

83. Patil M. B., Ravaioli U. Transient simulation of semiconductor devices using the Monte-Carlo method // Solid-State Electronic. 1991. Vol. 34, No10. P. 1029-1034.

84. Al-Omar A. and Krusius J. P. Microscopic High Field Transport in Graded Heterostructures // Proc. 5th International Conference on Hot Carriers in Semiconductors, July 1987. Conference Paper. Boston, 1987. P.329–332.

85. Соболь И. М. Численные методы Монте – Карло // Москва: Наука, 1973. 312 с.

86. Kunihiro K., Kasahara K., Takahashi Y. Experimental evaluation of impact ionization coefficients in GaN // Electron Device Letters Electronic Letters. 1999. №20. P.608 – 610.

87. Brennan K., Mansour N. Monte Carlo calculation of electron impact ionization in bulk InAs and HgCdTe // Jornal of applied physics. 1991. Vol. 69, No. 11. P. 7844–7847.

88. Bulutay C. Electron Initiated Impact Ionization in AlGaN Alloys Semicond // Sci. Technol. 2002. №17. P.59–62.

89. Sayah C., Bouazza B., Guen-Bouazza A., Chabane-Sari N. E. AlGaN/GaN Heterostructure Field-effect Transistors (HFETs) Model Including Impact Ionization Rates // World Applied Programming. 2012. №2. P.104–109.

90. Fischetti M. V. Monte Carlo Simulation of Transport in Technologically Significant Semiconductors of the Diamond and Zinc-Blende Structures-Part I: Homogeneous Transport // IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES. 1991. Vol. 38, No3. P. 634-649.

91. Adachi S. Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors // Chichester: Wiley, 2009. 424 p.

92. Palankovski V., Quay R. Multigrid Methods for Process simulation //

Wien - New York: Springer-Verlag, 2004. 289 p.

93. Pozhela J. and Reklaitis A. Electron transport properties in GaAs at high electric fields // Solid State Electronics. 1980. Vol. 23, No9. P. 927-933.

94. Karishy S., et. al. Review of electron transport properties in bulk InGaAs and InAs at room temperature // Lithuanian Journal of Physics. 2015. Vol. 55, No4. P. 305-314.

95. Donmez O., Gunes M., Erol A., Arikan C., Balkan N., Schaff W. The role of dislocation-induced scattering in electronic transport in GaxIn1-xN alloys // Nanoscale Research Letters. 2012. Vol. 7. P. 490-1–490-6.

96. Piprek J. Nitride Semiconductor Devices Principles and Simulation // Weinheim: Wiley-VCH, 2007. 519 p.

97. Rüdiger Q. Gallium Nitride Electronics // Berlin: Springer, 2008. 470p.

98. Siddiqua P., Hadi W. A., Shur M. S., O'Leary S. K. A 2015 perspective on the nature of the steady-state and transient electron transport within the wurtzite phases of gallium nitride, aluminum nitride, indium nitride, and zinc oxide: a critical and retrospective review // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. 2015. Vol. 26, No.7. P. 4475-4512.

99. Morkoç H. Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 1: Materials Properties, Physics and Growth // Weinheim: Wiley-VCH, 2008. 1257 p.

100. Levinshtein M., Kostamovaara J., Vainshtein S. Breakdown phenomena in semiconductoes and semiconductors devises Selected topics of electronic and system // Singapore: World Scientific Publishing, 2005. 208 p.

101. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н., Золотарев Е. С. Генерация СВЧ шума диодом Ганна с катодным статическим доменом // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21, No. 8. С. 1732-1739.

102. Prokhorov E. D., Botsula O. V., Dyadchenko A. V., Gorbunov I. A. Monte Carlo simulation of diode with cathode static domain // CriMiCo'2013: Proceedings 23rd Int. Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology", 2013: Conference Paper, Sevastopol, Crimea, Ukraine, 2013. P. 139-

140.

103. Storozhenko I. P., Yaroshenko A. N., Kaydash M. V. Graded-gap AlInN Gunn Diodes // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 2012. Vol. 15, No. 2. P. 176 – 180.

104. Garcias-Salva P., Lopez-Gonzalez J. M., Prat L. Effects of the emitterbase effective-mass difference on the collector current in InP/InGaAs HBTs A Monte Carlo study // 2000. Microelectronic Engineering. Vol. 51–52. P. 415–424.

105. Prokhorov E. D., Botsula O. V. Diode with cathode static domain as the source of HF-noise // CriMiCo'2009: Proceedings 19th Int. Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology", 2009: Conference Paper, Sevastopol, Crimea, Ukraine, 2009, P. 93 – 94.

106. Nagatsuma T., Horiguchi S., Minamikata Y., et al. Terahertz wireless communications based on photonics technologies // Optics Express. 2013. Vol. 21, No21. P. 23736 – 23747.

107. Owens J., Kino G. S. Experimental studies of Gunn domains and avalanching // Journal of Applyde Physics. 1971. Vol. 42, No12. P. 5019 - 5028.

108. Гельмонт Б. Л., Шур М. С. Характерное время нарушения когерентности ганновских колебаний в условиях ударной ионизации // Физика и техника полупроводников. 1973. Т. 7. No3. C. 453.

109. Kaneda T., Takanashi H. Avalanche Built-Up Time of the Germanium Avalanche Photodiode // Japanese Journal of Applied Physic. 1973. Vol. 12, No7.P. 1091-1092.

110. Levinshtein M. E., Rumyantsev S. L., Shur M. S. Elementary Semiconductors and A3B5 Compounds: Si, Ge, C, GaAs, Gap, GaSb, InAs, InP, InSb, in Handbook Series of Semiconductor Parameters // Singapore: World Scientific Publishing, 1996. 232 p.

111. Khalid A., Li C., Pilgrim N. J., Holland M. C., Dunn G. M., Cumming D. R. S. Novel composite contact design and fabrication for planar Gunn devices for millimeter-wave and terahertz frequencies // Physica Status Solidi. 2011. Vol. 8, No3. P. 316 – 318. 112. Diskus C. G., Springer A. L., Luebke K., Lettenmayr H. W.,
Thim H. W. Composite anode contact for planar transferred electron devices //
IEEE Microwave and Guided Wave Letters. 1993. Vol. 3, No6. P. 180 – 181.

113. Прохоров Э. Д., Боцула О. В., Реутина О. А. Влияние протяженности боковой границы на ВАХ и КПД планарного диода с ОДП // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. 2012. Вип. 21, №1038. С. 64–68.

114. Towards K. T. Future THz Communications Systems // Terahertz Science and Technology. 2012. Vol. 5, No1. P. 11 – 16.

115. Capasso F., Sen S., Cho A. Y. Negative transconductance resonant tunneling field-effect transistor // Applied Physics Letters. 1987. Vol. 51, No.7. P. 526-528.

116. Woodward T. K., Mc Gill T. C., Chung H. F., Burnham R. D. Integration of a resonant-tunneling structure with a metal-semiconductor field-effect transistor // Applied Physics Letters. 1987. Vol. 51, No19. P. 1542 - 1544.

117. Zhou G., et.al. Vertical InGaAs/InP Tunnel FETs With Tunneling Normal to the Gate // IEEE Electron Device Letters. 2011. Vol. 32, No11. P. 1516
- 1518.

118. Botsula O. V., Zozulia V. O. Generation of THz Oscillations by Diodes with Resonant Tunneling Boundaries // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2020. Vol, 12, No6. P. 06037-1–06037-4.

ДОДАТОК А Список публікацій здобувача за темою дисертації

Наукові праці в наукових фахових виданнях України:

1. Боцула О. В., Прохоров Э. Д., Свергун Д. С., **Приходько К.** Г. Влияние ударной ионизации на эффективность генерации коротких диодов на основе GaN // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2013. № 1067. С. 61–64. (Особистий внесок здобувача: обробка даних, участь у створенні програм розрахунку, в написанні тексту статті).

2. Боцула О. В., **Приходько К. Г.** Вольтамперные характеристики диодов с катодным статическим доменом, варизонным слоем и гетеропереходом // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2016. Випуск 25. С. 66–69. (Особистий внесок здобувача: обробка даних, участь у створенні програм розрахунків, проведенні розрахунків, в написанні тексту статті).

3. Боцула О. В., **Приходько К.** Г. Влияние ударной ионизации на генерацию диодов на основе нитридов // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2017. Випуск 26. С. 71–74. (Особистий внесок здобувача: проведення розрахунків, участь у створенні програм розрахунків, в написанні тексту статті).

4. Боцула О. В., **Приходько К. Г.,** Шевченко О. Р. Частотні можливості варизонних структур з ударною іонізацією на основі GaInAs // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика та електроніка". 2017. Випуск 27. С. 85–89. (Особистий внесок здобувача: обробка даних, участь у проведенні розрахунків, в написанні тексту статті).

Наукові праці у фахових виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз

5. Botsula O. V., **Prykhodko K. H.**, Zozulia V. A. InGaAs- based graded gap active elements with static cathode domain for terahertz range // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2019. Vol. 11, No 1. P. 01006-1–01006-5. DOI: 10.21272/jnep.11(1).01006 (**Scopus**) (Особистий внесок здобувача: розробка математичної моделі, участь у проведенні розрахунків, в написанні тексту статті).

6. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. Generation of electromagnetic oscillations of submillimeter range by Ga_zIn_{1-z}As diodes using impact ionization // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2019. Vol. 11, No2. P. 02009-1– 02009-5. DOI: 10.21272/jnep.11(2).02009 (**Scopus**) (Особистий внесок здобувача: обробка даних, участь у створенні програми розрахунків, в написанні тексту статті).

Наукові праці в зарубіжних наукових фахових виданнях:

7. Botsula O. V., **Pryhodko K. H.**, Zozulia V. A. Impact ionization in short Al_ZGa_{1-z}N-based diodes // Telecommunications and Radio Engineering. 2017. Vol. 76, No1. P. 61– 71. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i1 (**Scopus**) (Особистий внесок здобувача: розробка математичної моделі, участь у проведенні розрахунків, в написанні тексту статті).

8. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. Heterostructure-based diode with cathode static domain // Telecommunications and Radio Engineering. 2017. Vol. 76, No10. P. 891– 01. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i10.60 (**Scopus**) (Особистий внесок здобувача: обробка даних, участь у проведенні розрахунків, в написанні тексту статті).

Список публікацій, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації (тези доповідей на наукових конференціях)

9. Боцула О. В., **Приходько К.** Г. Діод з катодним статичним доменом на основі гетеропереходу GaAs-AlGaAs для генерації НВЧ – шуму // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2015», 1-3 квітня, 2015: Збірник тез. Київ, Україна, 2015. с.111 – Доповідь. (Особистий внесок здобувача: участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу).

10. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. Heterostructure-based diode with the cathode static domain // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves MSMW'2016, June 21–24, 2016: CD of abstracts. Kharkiv, Ukraine, 2016. E25 – Poster. (Особистий внесок здобувача: участь в отриманні результатів роботи і підготовці матеріалів для тез).

11. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. Static characteristics of the graded gap and heterojunction diodes containing the cathode static domain // UWBUSIS'2016 : 8th Intern. Conference Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, September 5–11, 2016: Conference Paper. Odessa, Ukraine, 2016. P. 163– 166 – Oral. DOI: 10.1109/UWBUSIS.2016.7724178 (**Scopus**) (*Ocoбистий внесок здобувача: участь у створенні програм для обробки даних, проведенні розрахунків, підготовка тез для публікації та доповіді*).

12. **Prykhodko K. H.**, Zozulia V. O., Botsula O. V. Graded band gap ingaas diodes for terahertz applications // 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering YSF–2017, October 17-20, 2017: Conference Paper. Lviv, Ukraine, 2017. P. 291–294 – Oral. DOI: 10.1109/YSF.2017.8126637 (**Scopus**) (Особистий внесок здобувача: участь у створенні програм для обробки даних, проведенні розрахунків, підготовка тез для публікації та доповіді).

13. Botsula O. V., **Prykhodko K. H.**, Zozulia V. O. Monte Carlo modeling of the diodes with lateral resonant tunneling border // 9-th International

Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals UWBUSIS-2018, September 4–7, 2018: Conference Paper. Odessa, Ukraine, 2018. P. 256–259 – Poster. DOI: 10.1109/UWBUSIS.2018.8520067 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: участь в отриманні результатів роботи і підготовці матеріалів для тез).

14. Botsula O. V., Prykhodko K. H. Graded band diode for noise generation in terahertz range // 9-th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals UWBUSIS-2018, September 4–7, 2018: Conference Paper. Odessa, Ukraine, 2018. P. 336–339 – Oral. DOI: 10.1109/UWBUSIS.2018.8520183 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу).

15. Botsula O. V., **Prykhodko K. H.**, Zozulia V. O. Diodes with lateral n⁺-n –border // 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019, July 2–6, 2019: Conference Paper. Lviv, Ukraine, 2019. P. 752–755 – Poster. DOI: 10.1109/UKRCON.2019.8879884 (Scopus) (Особистий внесок здобувача: участь в отриманні результатів роботи і підготовці матеріалів для тез).

16. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. GaN-based planar heterostructure diodes for high frequency generation // 2019 IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering, UKRCON 2019, July 2–6, 2019: Conference Paper. Lviv, Ukraine, 2019. P. 788–791 – Poster. DOI: 10.1109/UKRCON.2019.8879818 (**Scopus**) (*Особистий внесок здобувача: участь в отриманні результатів роботи і підготовці матеріалів для тез*).

17. Botsula O. V., **Prykhodko K. H**. Graded Band InGaN- Based Diode for Noise Generation in Terahertz Range // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week, UkrMW 2020, September 21–25, 2020: Conference Paper. Kharkiv, Ukraine, 2020. P. 925–928 – Oral. DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252763 (**Scopus**) (*Особистий внесок здобувача: участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу*). 18. Botsula O., **Prykhodko K**. Sub-THz and THz Noise Generation by Diode Heterostructures under Impact Ionization // 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week, UkrMW 2020, September 21–25, 2020: Conference Paper. Kharkiv, Ukraine, 2020. P. 1103–1107 – Oral. DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252772 (**Scopus**) (*Особистий внесок здобувача: участь в обробці й аналізі даних та підготовці тез і доповіді для виступу*).

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації

19. Напівпровідниковий діод для генерації НВЧ шуму: пат. 127847 Україна. № u201802061; заявл. 28.02.2018; опубл. 27.08.2018, бюл. № 16/2018. (Внесок здобувача: пошук та аналіз аналогів, складання формули винаходу).

20. Напівпровідниковий діод для генерації електромагнітних НВЧ коливань: пат. 132057 Україна. № u201808876; заявл. 21.08.2018; опубл. 11.02.2019, бюл. № 3/2019. (Внесок здобувача: пошук та аналіз аналогів, складання формули винаходу).