

Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова
Національна академія наук України

Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова
Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Кулешов Олексій Миколайович

УДК 621.385.6

ДИСЕРТАЦІЯ
НОВІ РЕЖИМИ АВТОКОЛИВАНЬ У НИЗЬКОВОЛЬТНИХ
ЕЛЕКТРОННО-ВАКУУМНИХ ПРИЛАДАХ МІЛІМЕТРОВОГО ТА
СУБМІЛІМЕТРОВОГО ДІАПАЗОНІВ ІЗ ПЕРЕСТРОЮВАННЯМ
ЧАСТОТИ

01.04. 04 – фізична електроніка

Подається на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук

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

Науковий консультант: Лукін Костянтин Олександрович, доктор фізико-
математичних наук, професор

Харків – 2021

АНОТАЦІЯ

Кулешов О. М. Нові режими автоколивань у низьковольтних електронно-вакуумних приладах міліметрового та субміліметрового діапазонів із перестроюванням частоти. – Кваліфікаційна наукова робота на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04. 04 – фізична електроніка. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, Харків, 2021.

Дисертаційну роботу присвячено вирішенню важливої науково-прикладної проблеми підвищення ефективності взаємодії нерелятивістських електронних пучків з поверхневими, об'ємними а також гібридними електромагнітними хвилями у надрозмірних електродинамічних структурах з метою розробки компактних ширококутових низьковольтних електронно-вакуумних приладів (ЕВП) міліметрового та субміліметрового діапазонів. Розглядаються два класи приладів, які володіють середніми рівнями потужності та широким діапазоном частот у мм та субмм діапазонах: клинотрони та мазери на циклотронному резонансі. В клинотронах, які є потужним різновидом ЕВП на ефекті Вавілова-Черенкова, що були винайдені та отримали широкого розвитку у ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України, в основі принципу дії лежить взаємодія стрічкового електронного потоку, що транспортується під малим кутом до поверхні системи, що сповільнює рух хвилі, типу гребінка у хвилеводі, та поверхневими електромагнітними хвилями, що збуджуються. В основі принципу дії приладів типу мазерів на циклотронному резонансі є взаємодія гвинтових електронних потоків з об'ємними $TE_{m,n,q}$ модами відкритих резонансних систем.

Під час дослідження процесів взаємодії щільних стрічкових електронних потоків з електромагнітними хвилями, що збуджувались у надрозмірних резонаторах клинотронів міліметрового та субміліметрового діапазонів, було вперше виявлено низку фізичних ефектів, що суттєво впливають на вихідні

характеристики приладів. **Основні пункти наукової новизни** досліджень, які виконані в цій області, полягають: 1) вперше продемонстровано суттєвий вплив розподілу поперечних швидкостей електронів пучка на ефективність електронно-хвильової взаємодії, та виявлено умови збудження багаточастотного режиму генерації в клинотроні з несиметричною електронно-оптичною системою; 2) вперше за результатами траєкторного аналізу руху щільних стрічкових електронних потоків у неоднорідному магнітному полі було знайдено профіль магнітного поля та було створено МФС, що дозволило збільшити час прольоту електронів у шарі ефективного ВЧ поля, за рахунок чого було зменшено значення стартового струму у клинотронах субмм діапазону; 3) вперше знайдено режим гібридних об'ємно-поверхневих хвиль у електродинамічних системах клинотронів з багатоступеневими гребінками, що володіють унікальними властивостями, зокрема, істотно зменшеними омичними втратами у порівнянні з поверхневими хвилями та суттєво підвищеним спротивом зв'язку у порівнянні з об'ємними за рахунок нового механізму зворотного зв'язку; 4) вперше проаналізовано вплив додаткових омичних втрат, що викликані шорсткістю поверхні електродинамічної системи та очікуванням електронного потоку на гребінку, на електронно-хвильову взаємодії; 5) резонансні вихідні характеристики клинотронів субмм діапазону вперше пояснені впливом трансформації хвиль у надрозмірному резонаторі приладу.

Практичне значення одержаних результатів з дослідження процесів взаємодії щільних стрічкових електронних потоків з електромагнітними хвилями у резонаторах клинотронів полягає у створенні генераторів мм та субмм діапазонів, що знайшли застосування у провідних світових наукових центрах у системах ДПЯ ЯМР спектроскопії (Far-Infrared Research Center, Університет м. Фукуї, Японія); у системі з дослідження квазіоптичної лінії передачі стеларатора W7-X (Max Planck Institute for Plasma Physics, м. Грайфсвальд, Німеччина) та інших центрах ЕС, США та Китаю. Також отримані результати в подальшому дозволять створення генераторів суб-ТГц діапазону з покращеними вихідними характеристиками.

В результаті досліджень нових режимів взаємодії гвинтових електронних потоків в МЦР вдалося ефективно збудити коливання у гіротроні у низьковольтному діапазоні напруги, що відкриває перспективи зі створення компактних гіротронів з широким діапазоном перестроювання частоти для багатьох практичних застосувань. **Наукова новизна** проведених досліджень полягає в тому, що: 1) вперше показано можливість ефективної генерації в низьковольтному гіротроні у присутності слабонеоднорідного магнітного поля в області резонатора, а також у гіротроні з двома гвинтовими електронними пучками; 2) вперше запропоновано електронно-оптичну систему з формування стрічкових ГЕП для гіротронів з дводзеркальними резонаторами, та експериментально отримано стрічкові ГЕП з параметрами, за яких можливе ефективне збудження коливань у дводзеркальних гіротронах з перестроюванням частоти генерації у широкому діапазоні; 3) вперше за допомогою зовнішніх контурів зворотного зв'язку з пропорційно-інтегрально-диференціальним управлінням напругами, що живлять гармати електронно-вакуумних приладів, отримано параметри стабілізації робочої частоти та потужності випромінювання, що відповідають вимогам ДПЯ ЯМР спектроскопії. **Практичне значення** отриманих результатів за цим напрямком робіт дали можливість розробити компактні високостабільні генератори, що було застосовано у дослідженнях біологічних зразків за допомогою спектрального аналізу ДПЯ-ЯМР в світових лабораторіях (Far-Infrared Research Center, Університет м. Фукуї, Японія та Інституті протеїнових досліджень Університету м. Осаки, Японія).

Ключові слова: ТГц клинотрон, низьковольтний мазер на циклотронному резонансі, електронно-хвилева взаємодія, гібридні об'ємно-поверхневі хвилі, трансформація коливань, стрічкові гвинтові електронні пучки, зовнішні багатоконтурні пропорційно-інтегрально-диференціальні регулятори.

ABSTRACT

Kuleshov O. M. New regimes of autooscillations in low-voltage frequency-tunable vacuum electron devices of mm and submm ranges. – Qualification research work as a manuscript.

Thesis for scientific degree of doctor of science in physics and mathematics on speciality 01.04.04 – Physical Electronics. – O. Ya. Usykov institute for Radiophysics and Electronics NAS of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The dissertation work is devoted to the solution of an important scientific and applied problem of increasing the efficiency of interaction of nonrelativistic electron beams with surface, space and hybrid electromagnetic waves in oversized electrodynamic structures in order to develop compact broadband low-voltage vacuum electron devices in millimeter and submillimeter ranges. Two classes of devices with medium output power levels and a wide frequency tuning range in the mm and submm bands are considered: clinotrons and cyclotron resonance masers. In clinotrons, a powerful type of vacuum electron devices on Vavilov-Cherenkov effect invented and widely developed in the O. Ya. Usykov IRE NAS of Ukraine, the principle of operation is based on the interaction of the ribbon electron beam, which is transported at a small angle to the surface of the slow-wave system in the form of a comb in a waveguide, and excited surface electromagnetic wave. The principle of operation of cyclotron resonance masers (CRM) is based on the interaction of helical electron beams with $TE_{m,n,q}$ modes of open resonant systems.

During the study of the interaction of dense ribbon electron beams with electromagnetic waves excited in oversized resonators of clinotrons in millimeter and submillimeter ranges, a number of physical effects were first identified that significantly affect the initial characteristics of the devices. **The scientific novelty** of the research in this field consists of: 1) the significant influence of the longitudinal velocity distribution of electron beams on the efficiency of beam-wave interaction was

demonstrated for the first time, and the conditions of excitation of multifrequency mode in a clinotron with asymmetric electron-optical system were revealed; 2) for the first time according to the results of trajectory analysis of the motion of dense ribbon electron beams in an inhomogeneous magnetic field, a magnetic field profile was found and developed magnetic systems allowed to increase the time of electron motion in the effective RF field layer, thus reducing the starting current in clinotrons of mm and submm ranges; 3) for the first time the mode of hybrid space-surface waves was found in electromagnetic system of clinotrons with multistage gratings, thus, the modes have unique properties, in particular, significantly reduced ohmic losses in comparison with surface waves and significantly increased coupling impedance in comparison with space waves due to new feedback mechanism; 4) for the first time the influence of additional ohmic losses caused by the surface roughness of the electromagnetic system and electron beam heating, on the beam-wave interaction is analyzed; 5) the resonance of the initial characteristics of the clinotrons in submm range was first explained by the influence of wave transformations taking place in the oversized resonator of the device.

The practical relevance The results obtained from the study of the interaction of dense ribbon electron beams with electromagnetic waves in clinotron resonators allows us to develop and manufacture generators of mm and submm bands those are used in the world's leading research centers in DPR NMR spectroscopy systems (Far-Infrared Research Center of Fukui University, Japan); in the adjustment of quasi-optical transmission line of W7-X stellarator (Max Plank Institute for Plasma Physics, Greifswald, Germany) and other centers in the EU, USA and China. Also, the results obtained in the future will allow the creation of sub-THz band generators with improved output characteristics.

As a result of research into new modes of interaction of helical electron fluxes in the CRM, it was possible to effectively excite oscillations in a gyrotron in the low-voltage range, which opens up prospects for compact gyrotrons with a wide frequency tuning range for many practical applications. **The scientific novelty** The research consists in the fact that: 1) for the first time the possibility of efficient generation in a low-voltage gyrotron in the presence of a weakly inhomogeneous magnetic field in the

region of the resonator, as well as in a gyrotron with two helical electron beams; 2) for the first time an electron-optical system for forming band gaps for gyrotrons with two-mirror resonators was proposed, and band gaps with parameters were obtained experimentally, according to which efficient excitation of oscillations in two-mirror gyrotrons with wide frequency range adjustment is possible; 3) for the first time with the help of external feedback circuits with proportional-integral-differential control of voltages supplying guns of electronic-vacuum devices, the parameters of stabilization of operating frequency and radiation power corresponding to the requirements of DNP NMR spectroscopy were obtained. **The practical relevance** The results obtained in this area of work made it possible to develop compact highly stable generators, which were used in the study of biological samples by spectral analysis of DNP-NMR in world laboratories (Far-Infrared Research Center, Fukui University, Japan and the Institute of Protein Research). Osaka, Japan).

Keywords: THz clinotron tube, low-voltage CRM, beam-wave interaction, hybrid space-surface waves, mode transformation, ribbon HEB, double PID feedback.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Б. П. Ефимов, А. Н. Кулешов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, Э. М. Хуторян, “Возбуждение мазера на циклотронном резонансе при низких ускоряющих напряжениях”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 17, № 942, с.81–86, 2010.
2. Б. П. Ефимов, А. Н. Кулешов, С. С. Пономаренко, “Возбуждение переходного излучения в миллиметровом диапазоне электронными сгустками, падающими на проволочный экран”, Радиофизика и электроника, Т. 2, № 16, с. 71 – 76, 2011.
3. С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. Н. Кулешов, Э. М. Хуторян, В. В. Завертанный, Л. А. Кириченко, А. С. Тищенко, Б. П. Ефимов, “Транспортировка нерелятивистских электронных потоков в слабо неоднородных магнитных фокусирующих полях для клинотронов субмиллиметрового диапазона”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 21, № 1038, с.77–82, 2012.
4. В. В. Завертанный, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, Б. П. Ефимов, А. Ф. Забродский, Л. А. Кириченко, Т. В. Кудинова, А. Н. Кулешов, “Магнитная фокусирующая система интенсивных электронных пучков для клинотронов субмиллиметрового диапазона”, Изв. ВУЗов. Прикладная и нелинейная динамика, Т. 20, № 5, с. 112–120, 2012.
5. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, V. V. Zavertanniy, I. V. Lopatin, B. P. Yefimov, “400 GHz Continuous-Wave Clinotron Oscillator”, IEEE Trans. on Plasma Science, vol. 41, № 1, pp.82–86, 2013.
6. А. Н. Кулешов, “Стабилизация мощности излучения вакуумных электронных приборов субмиллиметрового диапазона”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 22, № 1067, с.43–47, 2013.
7. С. А. Кишко, А. Н. Кулешов, Б. П. Ефимов, “Возбуждение колебаний конфокального резонатора низковольтным ленточным винтовым электронным пучком в миллиметровом диапазоне”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 23, № 1094, с.14–19, 2013.
8. Э. М. Хуторян, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. Н. Кулешов, К. А. Лукин, “Колебания в генераторе О-типа при возбуждении объемно-поверхностной моды резонатора с периодически неоднородной

- гребенкой”, Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика, Т. 21, № 2, с. 9–19, 2013.
9. S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, A. N. Kuleshov, V. V. Zavertanniy, B. P. Yefimov, I. Alexeff, “Low-Voltage Cyclotron Resonance Maser”, IEEE Trans. on Plasma Science, vol. 41, № 9, pp.2475–2479, 2013.
 10. А. Н. Кулешов, “Разработка компактных источников электромагнитного излучения средней мощности миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов”, Радиофизика и Электроника, Т. 4, № 4, с. 73–79, 2013.
 11. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, B. P. Yefimov, A. N. Kuleshov, “Development of 94 GHz BWO – klynotron with 3-stage grating”, Telecommunications and Radio Engineering, vol. 73, № 3, pp.271–281, 2014.
 12. S. A. Kishko, A. N. Kuleshov, M. Yu. Glyavin, I. V. Zotova, I. V. Zheleznov, N. S. Ginzburg, V. N. Manuilov, V. Yu. Zaslavskii, “Development of the 75 GHz planar gyrotron with transverse energy extraction”, Journal of Communications Technology and Electronics, vol. 59, № 7, pp.777–781, 2014.
 13. T. Idehara, A. N. Kuleshov, K. Ueda, E. M. Khutoryan, “Power Stabilization of High-Frequency Gyrotrons Using a Double PID Feedback Control for Applications to High Power THz Spectroscopy”, Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, vol. 35, № 2, pp.159–168, 2014.
 14. E. M. Khutoryan, T. Idehara, A. N. Kuleshov, K. Ueda, “Gyrotron Output Power Stabilization by PID Feedback Control of Heater Current and Anode Voltage”, Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, vol. 35, № 12, pp.1018–1029, 2014.
 15. Yu. S. Kovshov, S. V. Starokozhev, S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, S. A. Vlasenko, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, “Transportation of low-voltage sheet helical electron beam for confocal gyrotron with pulsed magnetic system”, Journal of Nano- and Electronic Physics, vol. 7, № 3, pp.1–7, 2015.
 16. Ю. С. Ковшов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, С. А. Власенко, Ю. С. Новикова-Коротун, В. В. Завертанный, А. Н. Кулешов, “Моделирование и экспериментальное исследование характеристик клинотронов непрерывного действия в диапазоне частот 125... 135 ГГц”, Радиофизика и Электроника, Т. 7, № 2, с. 45–52, 2016.
 17. Ю. С. Ковшов, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. А. Лихачов, С. А. Власенко, В. В. Завертанный, Э. М. Хуторян, А. Н. Кулешов, “Высокочастотные омические потери в клинотронах непрерывного

- действия терагерцевого диапазона частот”, Радиофизика и Электроника, Т. 8, № 1, с. 68–76, 2017.
18. T. Idehara, M. Glyavin, A. Kuleshov, S. Sabchevski, V. Manuilov, V. Zaslavsky, I. Zotova, A. Sedov, “A Novel THz-Band Double-Beam Gyrotron for High-Field DNP NMR Spectroscopy”, *Review of Scientific Instruments*, 88, 094708, pp. 1-5, 2017.
 19. E. M. Khutoryan, Yu. S. Kovshov, A. A. Likhachev, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, K. A. Lukin, V. V. Zavertanniy, T. V. Kudinova, S. A. Vlasenko, A. N. Kuleshov, T. Idehara, “Excitation of hybrid space-surface waves in clinotrons with non-uniform grating”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 39, № 3, pp.236–249, 2018.
 20. Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Numerical simulation and experimental study of sub-THz and THz CW clinotron oscillators”, *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 65, № 6, pp.2177–2182, 2018.
 21. Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, A. A. Likhachev, A. A. Danik, L. P. Mospan, S. A. Steshenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Effect of Mode Transformation in THz Clinotron”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 39, № 11, pp.1055–1064, 2018.
 22. A. Kuleshov, Y. Ishikawa, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, T. Idehara, E. Khutoryan, S. Kishko, S. Ponomarenko, M. Glyavin, I. Bandurkin, V. Manuilov, A. Fedotov, T. Saito, “Low-Voltage Operation of the Double-Beam Gyrotron at 400 GHz”, *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 67, № 2, pp.673–676, 2020.
 23. С.С. Пономаренко, А.Н. Кулешов, В.В. Завертанный, С.А. Кишко, Компактная магнитная фокусирующая система для клинотрона субмиллиметрового диапазона / XV международная зимняя школа-семинар по электронике СВЧ и радиофизике: 6-11 фев. 2012 г.: материалы школы-семинара. – Саратов, 2012. – С. 69.
 24. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, A. S. Tishchenko, B. P. Yefimov, Development of CW Clinotron Oscillator at 400 GHz / *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory: int. conf.*, 28 – 30 aug. 2012: conf. proc. – Kharkiv, 2012. – P. 348 – 352.
 25. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, Hybrid mode of surface-volume waves in BWO with nonuniform grating / *Physics and engineering of microwaves: int. symp.*, 23-28 june 2013: symp. proc. – Kharkiv, 2013. – P. 391 – 393.

26. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, On Ohmic Losses Decrease in THz BWO-Clinotron Oscillators / Infrared, Millimeter and Terahertz Waves: int. conf., 1 – 6 sep. 2013: conf. proc. – Mainz on the Rhine, 2013. – P. 33 – 34.
27. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, Millimeter wave BWO-oscillator with multistage grating / Antenna Theory and Techniques: int. conf., 16 – 20 sep. 2013: conf. proc. – Odessa, 2013. – P. 515-517.
28. A. N. Kuleshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, V. V. Zavertanniy, E. M. Khutoryan, B. P. Yefimov, Sub-THz CW Clinotron Oscillators with Increased Output Power / IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf., 22 – 24 apr. 2014: conf. proc. – Monterey, 2014. – P. 73-74.
29. S. Kishko, I. Alexeff, B. Yefimov, S. Ponomarenko, A. Kuleshov, Negative mass instability in Low Voltage Maser on Cyclotron Resonance / Mathematical Methods in Electromagnetic Theory: 14 int. conf., 28 – 30 aug. 2012: conf. proc. – Kharkiv, 2012. – P. 344 – 347.
30. S. Kishko, N. Ginzburg, M. Glyavin, V. Zaslavsky, I. Zotova, A. Sergeev, A. Kuleshov, Modeling and development of tunable gyrotron with a planar electron beam / Microwave & Telecommunication Technology (CriMiCo'2012): 22nd int. conf., 10-14 sept. 2012: conf. proc. – Sevastopol, 2012. – P. 781 – 782.
31. S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, M.Yu. Glyavin, I.V. Zotova, I.V. Zheleznov, N.S. Ginzburg, V.N. Manuilov, V. Yu. Zaslavsky, Optimization of a magnetron-injection gun for a planar gyrotron / Symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves and workshop on terahertz technology: int. conf., 23-28 jun. 2013: conf. proc. – Kharkiv, 2013. – P. 388 – 390.
32. S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, M.Yu. Glyavin, I.V. Zotova, I.V. Zheleznov, N.S. Ginzburg, V.N. Manuilov, V. Yu. Zaslavsky, Low-Voltage Planar Cyclotron Resonance Maser Based on a Confocal Cavity/ Infrared, Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz: int. conf., 1 – 6 sept. 2013: conf. proc. – Mainz on the Rhine, 2013. – P. 1 – 2.
33. S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, Development of the planar low-voltage cyclotron resonance maser with a sheet helical electron beam / Antenna Theory and Techniques: int. conf., 16-20 sept. 2013: conf. proc. – Odessa, 2013. – P. 220 – 222.

- 34.S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, Planar Magnetron-Injection Gun for Low-Voltage Quasi-Optical Gyrotron / IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf., 22-24 apr. 2014: conf. proc. – Monterey, 2014. – P. 439 – 440.
- 35.S. S. Ponomarenko, Y. S. Kovshov, S. A. Kishko, Y. S. Novikova-Korotun, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, Development of compact CW clinotrons for DNP-NMR spectroscopy / 9th Int. Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-4, DOI: 10.1109/MSMW.2016.7538043.
- 36.S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, Yu. S. Kovshov, A. N. Kuleshov, Waveguide output for 130 GHz CW clinotron / 9th Int. Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-3, DOI: 10.1109/MSMW.2016.7538044.
- 37.S. Ponomarenko, Yu. Kovshov, S. Kishko, A. Kuleshov, Numerical simulation and experimental study of 130 GHz CW clinotron oscillator / IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf. – 19 – 21 Apr. 2016: conf. proc. – Monterey. – P. 1-2.
- 38.Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, Demonstration of a mode transformation effect in 300-GHz CW clinotron / 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 254 - 257, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460346.
- 39.Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, V. Zheltov, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov, Electron beam velocity spread effect on a clinotron operation / 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 326 - 329, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460245.
- 40.Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov, Tracking analysis of a sheet electron beam for clinotron tube / 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 330 - 333, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460387.
- 41.A. Likhachev, S. Kishko, S. Ponomarenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, M. Glyavin, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, T. Idehara, Low-Voltage Adiabatic Magnetron Injection Gun for 400 GHz Gyrotron / 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW 2020). – Kharkiv, Ukraine. – Sept. 21-25, 2020. – P. 950 - 953, DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252629.

- 42.A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, E. Khutoryan, A. Kuleshov, K. Lukin, THz Clinotron Operating in New Regime of Hybrid Surface-Volume Mode with Wide Frequency Tuning Range / 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW 2020). – Kharkiv, Ukraine. – Sept. 21-25, 2020. – P. 942 - 945, DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252641.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ...	19
ВСТУП ...	20
РОЗДІЛ 1 ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ПОБУДОВИ ГЕНЕРАТОРІВ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ КОЛИВАНЬ СЕРЕДНЬОЇ ПОТУЖНОСТІ ММ ТА СУБММ ДІАПАЗОНІВ ...	34
1.1 Вступ ...	34
1.2 Збудження коливань у генераторах на основі випромінювання Вавілова-Черенкова. ЛЗХ-клинотропи мм та субмм діапазонів.	36
1.3 Збудження електромагнітних коливань у генераторах на швидких хвилях. Мазери на циклотронному резонансі. . .	40
1.4 Компактні суб-ТГц комплекси для практичних застосувань у ДПЯ ЯМР спектроскопії та системах ТГц бачення.	51
1.5 Висновки до розділу 1 ...	54
РОЗДІЛ 2 ФОРМУВАННЯ ТА ТРАНСПОРТУВАННЯ ЩІЛЬНИХ СТРІЧКОВИХ ПОТОКІВ З ПРОФІЛЬОВАНИМ РОЗПОДІЛОМ ПОВЗДОВЖНІХ ШВИДКОСТЕЙ ЕЛЕКТРОНІВ В КЛИНОТРОНАХ	56
2.1 Вступ	56
2.2 Електронно-оптичні системи клиноτροнів мм і субмм діапазонів	57
2.3 Магнітні системи для формування та транспортування щільних стрічкових електронних потоків	63
2.3.1 Моделювання полів магнітних систем клиноτροнів	65
2.3.2 Аналіз транспортування електронного потоку в слабо- неоднорідному магнітному полі.	69
2.3.3 Вплив поперечної компоненти індукції магнітного поля на транспортування стрічкового електронного пучка.	72

	15
2.4 Експериментальне дослідження клинотронів суб-мм діапазону з оптимізованими магнітними системами	78
2.4.1 Вибір геометричних параметрів систем, що сповільнюють рух хвилі, типу пласка гребінка та розрахунок пускових характеристик клинотронів	78
2.4.2 Експериментальне дослідження клинотронів мм та субмм діапазонів з розробленими магнітними системами.	81
2.5 Підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії у клинотронах з профільованими за швидкістю електронними потоками	83
2.6 Багаточастотний режим клинотронів з профільованими розподілами швидкостей електронів пучка.	88
2.7 Висновки до розділу 2	90

**РОЗДІЛ 3 ВПЛИВ ОМІЧНИХ ВТРАТ А ТАКОЖ ВІДБИТТЯ ТА
 ТРАНСФОРМАЦІЇ МОДУ НАДРОЗМІРНИХ РЕЗОНАТОРАХ
 КЛИНОТРОНІВ НА ВИХІДНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРІВ** 92

3.1 Вступ. Методи розрахунку характеристик ЛЗХ-клинотронів у 2-D нескінченній моделі	92
3.2 Вплив омічних втрат поверхневої хвилі та зміни провідності елементів електродинамічної системи внаслідок нагріву на вихідні характеристики клинотронів мм та субмм діапазонів.	94
3.3 Вплив допусків виготовлення та юстування елементів конструкцій клинотронів на вихідні характеристики приладів.	109
3.4 Електронно-хвильова взаємодія з урахуванням відбиття та трансформації хвиль в надрозмірних резонаторах клинотронів.	116
3.5 Порівняння результатів моделювання з результатами експериментальних досліджень клинотронів.	127
3.6 Висновки до розділу 3	135

РОЗДІЛ 4 ЗБУДЖЕННЯ ОБ'ЄМНО-ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ У КЛИНОТРОНАХ З НЕОДНОРІДНИМИ СИСТЕМАМИ, ЩО СПОВІЛЬНЮЮТЬ РУХ ХВИЛІ.	137
4.1 Відкриті коливальні багатоступеневі системи.	138
4.2 Багатоступеневі систем, що сповільнюють рух хвиль, з екраном	146
4.2.1 Дисперсійні характеристики багатоступеневих плоских гребінок з екраном.	146
4.2.2 Визначення структури полів власних коливань в резонаторах з багатоступеневими гребінками.	155
4.2.3 Аналіз омичних ВЧ втрат та спротиву зв'язку.	158
4.3 Особливості збудження закритих коливальних систем з багатоступеневими плоскими гребінками	161
4.4 Експериментальне дослідження параметрів випромінювання клинотрона з триступеневою гребінкою у діапазоні частот 80-110ГГц.	163
4.5 Експериментальні результати 130ГГц клинотрону з чотириступеневою плоскою гребінкою для ДПЯ ЯМР спектроскопії	167
4.6 Висновки до розділу 4	175
РОЗДІЛ 5 ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ВЗАЄМОДІЇ ТА ДІАПАЗОНУ ПЕРЕСТРОЮВАННЯ ЧАСТОТИ У НИЗЬКОВОЛЬТНИХ МАЗЕРАХ НА ЦИКЛОТРОННОМУ РЕЗОНАНСІ. . .	176
5.1 Вступ	176
5.2 Низьковольтний МЦР з традиційною геометрією.	177
5.2.1 Розрахунок МПГ та електродинаміної системи низьковольтного МЦР.	177
5.2.2 Розробка конструкції низьковольтного МЦР та експериментальне дослідження параметрів випромінювання	186

	17
5.2.3 Додатковий механізм групування електронів в області слабо-неоднорідного магнітного поля у низьковольтному МЦР	191
5.3 Експериментальне дослідження низьковольтного режиму роботи двопучкового гіротрона у діапазоні частот 300-400ГГц	207
5.4 Розрахунок низьковольтної МІГ для гіротрона на діапазон частот 300-400ГГц.	213
5.5 Планарна МІГ для формування стрічкового гвинтового електронного пучка двозеркального МЦР	215
5.5.1 Вплив значення кута нахилу поверхні емітера до ліній магнітного поля на енергетичні характеристики стрічкового ГЕП.	217
5.5.2 Зменшення розкидів швидкостей та енергій електронів пучка за допомогою оптимізації катодного вузла.	223
5.5.3 Корегування розподілу магнітного поля в області емітера для покращення енергетичних характеристик стрічкового ГЕП	230
5.5.4 Вплив значення напруги, що прискорює електрони, та струму на енергетичні характеристики електронного пучка	236
5.6 Формування та експериментальне дослідження низьковольтного стрічкового гвинтового електронного пучка	245
5.6.1 Моделювання та розробка конструкції низьковольтної планарної МІГ та магнітної системи для формування та фокусування стрічкового ГЕП	246
5.6.2 Розробка макету для експериментальних досліджень параметрів стрічкового ГЕП. Визначення температурних режимів роботи емітера	256
5.6.3 Експериментальне дослідження параметрів низьковольтного стрічкового ГЕП та порівняння з результатами моделювання	260

5.7 Збудження коливань дводзеркальних резонаторів стрічковим ГЕП	264
5.8 Висновки до розділу 5	274
РОЗДІЛ 6 СТАБІЛІЗАЦІЇ ТА КОНТРОЛЬ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЕЛЕКТРОННО-ВАКУУМНИХ ПРИЛАДІВ З ВИКОРИСТАННЯМ ЗОВНІШНІХ БАГАТОКОНТУРНИХ ПІД РЕГУЛЯТОРІВ. . .	276
6.1 Вступ	276
6.2 Стабілізація вихідних характеристик клинотронів мм та субмм діапазонів	277
6.3 Експериментальне дослідження стабільності частоти та потужності випромінювання клинотронів для ДПЯ ЯМР спектроскопії	285
6.4 Стабілізація вихідних характеристик гіротронів з триелектродною МІГ для ДПЯ ЯМР спектроскопії	288
6.5 Висновки до розділу 6	297
ВИСНОВКИ	299
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	303
ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	349

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

$\alpha = v_p / v_g$	– пітч-фактор
$\beta = v_p / c$	– швидкість хвилі по відношенню до швидкості світла
γ	– релятивістський фактор
G	– коефіцієнт посилення потужності
σ	– питома електрична провідність середовища
v_p, v_g	– фазова і групова швидкості
λ	– довжина хвилі у вільному просторі
f	– лінійна частота
$\omega = 2\pi f$	– кругова частота
$k = 2\pi/\lambda$	– хвильове число (частотний параметр)
ϵ, μ	– відносна діелектрична і магнітна проникності середовища
$\omega = 2\pi f$	– циклотронна частота
ЛЗХ	– лампа зворотної хвилі
ЛБХ	– лампа біжучої хвилі
МЦР	– мазер на циклотронному резонансі
ЯМР	– ядерний магнітний резонанс
ДПЯ	– динамічна поляризація ядер
ГДВ	– генератор дифракційного випромінювання
ГЕП	– гвинтовий електронний пучок
МІГ	– магнетронно-інжекторна гармата
ККД	– коефіцієнт корисної дії
ФАПЧ	– фазове автоматичне підстроювання частоти
МФС	– магнітна фокусувальна система
АЧХ	– амплітудно-частотна характеристика

ВСТУП

Актуальність теми досліджень. Джерела електромагнітного випромінювання міліметрового (мм) та субміліметрового (субмм) діапазонів знаходять широке застосування в багатьох практичних задачах, таких як субміліметрова спектроскопія діелектричних та біологічних матеріалів, системи ТГц бачення, діагностика плазми, системи зв'язку та радіолокації і багато іншого. Зокрема, з метою підвищення чутливості ядерного магнітно-резонансного (ЯМР) спектрального аналізу біологічних та медичних матеріалів за допомогою динамічної поляризації ядер (ДПЯ), потрібні джерела випромінювання в діапазоні частот 140-800 ГГц, що володіють достатніми рівнями вихідної потужності в широких діапазонах частот.

У субмм діапазоні частот найбільші рівні вихідної потужності мають електронно-вакуумні прилади класу мазерів на циклотронному резонансі (МЦР), у той час як у короткохвильовій частині мм діапазону достатні рівні потужності для багатьох застосувань мають компактні лампи зворотної хвилі (ЛЗХ) та їх модифікації, клістриони з розподіленою взаємодією, генератори дифракційного випромінювання (ГДВ) та оротрони. Генератори класу ЛЗХ О-типу, принцип роботи яких засновано на індукованому випромінюванні Вавілова-Черенкова, мають найбільші діапазони електронного перестроювання частоти та достатньо високу стабільність, що зумовлює актуальність робіт зі збільшення їх вихідної потужності у субмм діапазоні.

Падіння потужності випромінювання черенковських приладів у субмм діапазоні відбувається внаслідок зменшення об'єму ефективного шару високочастотного (ВЧ) поля поверхневої хвилі, а також зростанням омичних втрат хвилі з ростом частоти завдяки зменшенню глибини скін-шару в металі. Підвищення вихідної потужності черенковських приладів шляхом застосування надщільних стрічкових електронних потоків ускладнено як труднощами формування та транспортування таких пучків в сильних магнітних полях, так і

локальним перегрівом елементів електродинамічних систем, що сповільнюють рух хвиль. У черенковських приладах із плоскими гребінками збільшення потужності генерації спостерігається завдяки нахилу стрічкового електронного пучка до поверхні гребінки (клинотронний ефект). Задля зменшення омичних ВЧ втрат в черенковських приладах перспективним є збудження електронним пучком коливань об'ємних резонаторів із розподілом ВЧ поля як поблизу поверхні гребінки в області взаємодії, так і в об'ємі резонатора. Також актуальними є дослідження підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії за рахунок формування та транспортування щільних стрічкових електронних потоків, параметри яких оптимальні з точки зору розподілу ВЧ поля в резонаторах.

Слід зазначити, що в мм та субмм діапазонах довжин хвиль прилади класу МЦР мають значення вихідної потужності, які є достатніми для широкого спектру практичних задач - від мегаватних рівнів для систем керованого термоядерного синтезу до декількох ват у ЯМР-ДПЯ спектроскопії. У субмм діапазоні зниження прискорювальної напруги гіротронів, що працюють на вищих гармоніках циклотронної частоти з рівнями вихідної потужності від одиниць до сотень ват, є актуальним завданням, що дозволить суттєво зменшити габарити приладів та їх джерел живлення, а також спростить роботу з ними. Однак в низьковольтних режимах роботи гіротронів знижується ефективність механізму азимутально-фазового групування електронів гвинтових електронних пучків (ГЕП), що відбувається за рахунок залежності циклотронної частоти релятивістських електронів від їх кінетичної енергії, та у разі низьковольтного пучка вимагає суттєвого збільшення довжини резонатора. Оскільки зі збільшенням довжини резонатора зростає його дифракційна добротність, суттєве збільшення довжини простору взаємодії призведе до зниження потужності випромінювання та ефективності гіротрону. Як показують теоретичні та експериментальні дослідження, актуальною задачею є розробка гіротронів на фундаментальну та другу циклотронні гармоніки з достатньо високим коефіцієнтом корисної дії (ККД) на діапазон прискорювальної напруги 5-10кВ.

У гіротронах стабільність параметрів випромінювання визначається високою добротністю резонаторів та може бути підвищено завдяки використанню додаткових зовнішніх систем з фазовим автоматичним підстроюванням частоти (ФАПЧ). Діапазон перестроювання частоти випромінювання гіротронів з відкритими циліндричними резонаторами є обмеженим наявністю спектра високодобротних робочих мод. В той же час, велика кількість застосувань потребує джерел електромагнітного випромінювання з можливістю перестроювання частоти випромінювання в широкому діапазоні. Плавне механічне перестроювання частоти гіротронів досягається завдяки зміні геометричних розмірів резонаторів. Одною з перспективних конфігурацій відкритого резонатора гіротрону з перестроюванням частоти в широкому діапазоні є резонатор з двома еліптичними або плоскими дзеркалами. У дводзеркальних резонаторах гіротронів використання стрічкових ГЕП замість трубчастих може суттєво підвищити ефективність електронно-хвильової взаємодії. Дослідження процесів формування стрічкового електронного пучка зі значною обертальною енергією електронів (пітч-фактором) та його взаємодії з власними модами дводзеркального резонатора гіротрону є актуальною задачею.

Застосування електронно-вакуумних приладів у задачах спектроскопії пред'являє високі вимоги до стабільності параметрів випромінювання, які залежать від керованих (напруги живлення, профіль та величина магнітного поля тощо) та некерованих (тиск залишкових газів в резонаторі приладу, зміна струму пучка під впливом іонізації молекул газу та вторинної електронної емісії, зміна струму емісії в результаті розігріву поверхні емітера електромагнітним випромінюванням, теплові розширення елементів електродинамічних конструкцій під час осідання електронів пучка, а також за рахунок омічних втрат хвиль) параметрів. Незначні амплітуди пульсації напруги живлення разом із зміною некерованих параметрів можуть призводити до суттєвих коливань вихідної потужності електронно-вакуумних приладів та навіть до зриву

генерації, що зумовлює актуальність задачі з розроблення універсальних систем стабілізації та контролю параметрів випромінювання.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана у відділі вакуумної електроніки Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України (ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України) і відповідає одному з напрямків наукових досліджень (електроніка і радіофізика міліметрових і субміліметрових хвиль), затверджених постановою Президії НАН України №30 від 11.02.2009 р. Дослідження за темою дисертації здійснювалися відповідно до плану наступних держбюджетних науково-дослідницьких робіт ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України:

- «Електродинаміка відкритих резонансних систем та періодичних структур з композитних матеріалів; розробка когерентних джерел та вимірювальних пристроїв міліметрового та субміліметрового діапазонів електромагнітних хвиль» (шифр «Старт-2», номер держреєстрації 0107U001082, термін виконання 2007–2011 роки, виконавець);
- «Електродинаміка відкритих резонансних систем, періодичних структур із композитними матеріалами та антенних систем; прямі та зворотні задачі; розробка когерентних джерел, елементної бази і вимірювальних пристроїв міліметрового та субміліметрового діапазонів електромагнітних хвиль» (шифр «Старт-3», номер держреєстрації 0111U010480, термін виконання 2012–2016 роки, відповідальний виконавець);
- «Генерація, посилення, детектування та розповсюдження терагерцевого випромінювання; електродинамічне моделювання та експеримент» (шифр «Старт-4», номер держреєстрації 0117U004034, термін виконання 2017–2019 роки, відповідальний виконавець);
- «Розробка нових методів і засобів отримання інформації про фізичні характеристики природних середовищ, їх структурних неоднорідностей,

поверхонь розподілу та окремих об'єктів за даними дистанційного зондування і радіолокації» (шифр «Сенсоріка-2», номер держреєстрації 0118U003035, термін виконання 2018–2020 роки, відповідальний виконавець);

- «Нові теоретичні та експериментальні методи в електродинамічному моделюванні, генерації та випромінюванні електромагнітних хвиль гігагерцового та терагерцового діапазонів частот» (шифр «Старт-5», номер держреєстрації 0120U100980, термін виконання 2020–2024 роки, відповідальний виконавець).

Також дослідження за темою дисертації здійснювалися в рамках наступних госпдоговірних робіт: за замовленням компанії з обмеженою відповідальністю з імпорту та експорту культурних і спортивних виробів "Тьян Мін" м. Уху, КНР, № WHTM2016UK0406 “Потужний НВЧ модуль на основі вакуумного генератора електромагнітних коливань типу Клінотрон «КН-0,88 (340ГГц)»” (шифр “Ветка”); за замовленням компанії з обмеженою відповідальністю з імпорту та експорту культурних і спортивних виробів "Тьян Мін" м. Уху, КНР, № 2012DOCX/S901012UR “Дослідження і спільна розробка конструкції та технології виготовлення вакуумного генератора електромагнітних коливань типу Клінотрон «КН-1,15 (260±2 ГГц)»” (шифр “Росток”); за замовленням Державної агенції з питань науки, інновації та інформатизації України “Розробка та виготовлення клинотронів – генераторів ТГц діапазону” (шифр “Генератор”, номер держреєстрації 0113U002975); в рамках проекту РФФД “Розробка НВЧ генераторів на швидких та повільних хвилях (гіротронів та клинотронів) зі стрічковими електронними пучками” (номер проекту 13-08-90910); за замовленням компанії Terasense Group, Inc. м. Сан-Хосе, США, № EX.IRE.11/2015 “Розробка експериментального зразка вакуумного генератора електромагнітних коливань типу Клінотрон “КН-1,15 (260±2 ГГц)” разом з блоком живлення БУН-1” (шифр “Генератор-1”); за замовленням компанії

TeraVED Group, Inc. м. Таллінн, Естонія, № 101/2017 “Розробка та поставка науково-технічної продукції” (шифр “Генератор-2”).

Мета і завдання дослідження. Мета дисертаційної роботи – дослідження нових режимів збудження автоколивачів в компактних електронно-вакуумних приладах мм та субмм діапазонів з метою підвищення ефективності взаємодії низьковольтних електронних потоків з власними електромагнітними хвилями електродинамічних систем приладів.

Для досягнення поставленої мети було розв’язано такі ключові задачі:

- знаходження профілю магнітного поля, що фокусує, та геометрії електронно-оптичної системи (ЕОС) методом траєкторного аналізу руху електронних потоків, і на основі отриманих результатів - створення компактних магнітних фокусуєчих систем (МФС) та електронних гармат;
- дослідження ефективності електронно-хвильової взаємодії у клинотронах мм та субмм діапазонів із урахуванням впливу омичних втрат, що викликані шорсткістю поверхонь та осіданням електронів пучка на електродинамічну систему;
- проведення чисельного моделювання електронно-хвильової взаємодії з урахуванням відбиття та трансформації хвиль у надрозмірних резонаторах клинотронів мм та субмм діапазонів;
- проведення чисельного моделювання та експериментального дослідження збудження електронними потоками гібридних поверхнево-об’ємних хвиль в резонаторах клинотронів з багатоступеневими гребінками;
- дослідження нестабільності параметрів випромінювання електронно-вакуумних приладів та розроблення системи стабілізації за допомогою пропорційного-інтегрального-диференційного (ПІД) контролю напруг, що живлять ЕОС, у зовнішніх контурах зворотного зв’язку;

- дослідження механізму групування електронів низьковольтного ГЕП у слабонеоднорідному магнітному полі, а також збудження низьковольтним ГЕП коливань резонаторів гіротрону;
- формування планарною магнетронно-інжекторною гарматою (МІГ) стрічкових ГЕП з великою часткою обертальної енергії, зменшеним значенням розкидів швидкостей та енергій для ефективної генерації в дводзеркальному гіротроні.

Об'єкт дослідження – процеси формування та транспортування низьковольтних інтенсивних електронних пучків різних конфігурацій, а також процеси їх взаємодії з електромагнітними хвилями в електронно-вакуумних приладах мм та субмм діапазонів.

Предмет дослідження – низьковольтні інтенсивні електронні пучки різних конфігурацій, що формуються в ЕОС та транспортуються в електродинамічних системах електронно-вакуумних приладів, а також електромагнітне поле, що збуджується в резонаторах приладів електронними пучками.

Методи дослідження. Для розв'язання поставлених у дисертації задач використовувалися наступні методи – розв'язання рівнянь Пуассона та руху електрона у слабонеоднорідному магнітному полі проводилося чисельно за допомогою методу Рунге – Кутта. Розрахунок дисперсійних характеристик систем, що сповільнюють рух хвиль, типу гребінка та знаходження електромагнітного поля, що збуджено електронним потоком, проводилися методом перерозкладень. Моделі Хаммерштада-Беккадаля та Відемана-Франца були використані у дослідженнях залежності ВЧ омичних втрат від шорсткості та температури поверхонь систем. Шорсткість поверхонь систем визначалася за допомогою методів оптичної мікроскопії. Електронно-хвильова взаємодія досліджувалася у результаті спільного чисельного вирішення рівняння збудження хвиль та рівнянь руху електронного потоку з застосуванням методу кінцевих різниць та методу крупних частинок. Експериментальне дослідження розкиду швидкостей електронів пучка проводилося за допомогою методу

потенціалу, що гальмує. Експериментальне дослідження профілю електронних потоків проводилося методом фотографування світіння екрану, що бомбардується електронами. Експериментальне дослідження генерації коливань проводилося за допомогою класичних методів вимірювання частоти та потужності в мм та субмм діапазонах.

Наукова новизна роботи визначається такими результатами, отриманими здобувачем особисто:

1. Вперше продемонстровано підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії у клинотронах субмм діапазону з профільованими за швидкістю електронними потоками:

- a. показано, що розподіл поздовжніх швидкостей електронів пучка, що виникає в несиметричній електронно-оптичній системі, істотно впливає на ефективність електронно-хвильової взаємодії в клинотронах субмм діапазону: завдяки залежності оптимального розсинхронізму від амплітуди ВЧ поля, вихідна потужність клинотронів зростає у разі спадаючого розподілу швидкостей електронів пучка у порівнянні з одношвидкісним потоком та різко падає у протилежному разі;
- b. знайдено умови виникнення багаточастотного режиму генерації в клинотроні з несиметричною електронно-оптичною системою.

2. Вперше знайдено розподіл неоднорідного магнітного поля вздовж простору взаємодії клинотрона, що збільшує довжину траєкторій електронів пучка у шарі ефективного ВЧ поля. За результатами розрахунків створено магнітні системи, що фокусують, та експериментально отримано генерацію в клинотронах субмм діапазону зі зменшеними значеннями стартового струму.

3. Вперше теоретично та експериментально знайдено режим гібридних об'ємно-поверхневих хвиль в закритому хвилеводі з багатоступеневою гребінкою, що мають унікальні властивості:

- a. показано існування міжтипової взаємодії об'ємно-поверхневих мод у закритому хвилеводі з багатоступеневою гребінкою;

б. отримано генерацію на об'ємно-поверхневій хвилі з позитивною груповою швидкістю при відсутності провалів потужності в широкому діапазоні частот за наявності гістерезису по напрузі.

4. Вперше розглянуто вплив додаткових омічних втрат, що викликані шорсткістю поверхні електродинамічної системи й осіданням електронного пучка на гребінку на електронно-хвильову взаємодію у клинотронах субмм діапазону. Показано, що у порівнянні з імпульсним режимом, в постійному клинотронному режимі розігрів гребінки електронним потоком призводить до зменшення швидкості зростання вихідної потужності з електронним струмом.

5. Вперше проаналізовано вплив відбиття та трансформації хвиль у надрозмірному резонаторі на вихідні характеристики клинотрона:

а. показано, що трансформація поверхневої хвилі у об'ємну приводить до резонансного характеру генерації в субмм клинотронах із великими омічними втратами;

б. показано, що за допомогою короткозамикаючого поршня в області колектора або інших параметрів електродинамічної системи можливо управління перерозподілом енергії, що поширюється у вихідний хвилевід і анодну апертуру гармати та відбивається у простір взаємодії.

6. Теоретично та експериментально знайдено умови збудження генерації в низьковольтних мазерах на циклотронному резонансі:

а. вперше в МЦР у слабонеоднорідному магнітному полі експериментально отримано генерацію, що збуджується низьковольтним полігвинтовим електронним пучком;

б. вперше експериментально отримано ефективну генерацію в гіротроні з двома низьковольтними гвинтовими електронними пучками у діапазоні частот 300-400 ГГц.

7. Вперше запропоновано електронно-оптичну систему з формування стрічкових гвинтових електронних потоків для дводзеркальних МЦР з перестроюванням частоти генерації в широкому діапазоні частот. Розраховано

та виготовлено планарні магнетронно-інжекторні гармати (МІГ); за допомогою моделювання й експериментально отримано та проведено транспортування в планарному та конфокальному резонаторах широких стрічкових гвинтових електронних потоків із параметрами, які дозволили отримати ефективну генерацію в широкій смузі частот.

8. З використанням методу пропорційно-інтегрально-диференційного управління напругами, що живлять електронно-оптичні системи вакуумних електронних приладів типу гіротрон та клинотрон, вперше отримано параметри випромінювання, що відповідають вимогам спектроскопії ДПЯ-ЯМР. Запропоновано та практично реалізовано стабілізацію параметрів випромінювання гіротронів з триелектродною МІГ за допомогою двоконтурного методу пропорційно-інтегро-диференційного управління струмом і пітч-фактором пучка, що дозволило отримати нестабільність потужності генерації менше 0,1% у гіротронах для ДПЯ ЯМР спектроскопії з безперервною тривалістю експериментів більше 30 годин.

Практичне значення отриманих результатів полягає у створенні генераторів мм та субмм діапазонів, що знайшли застосування у провідних світових наукових центрах у системах ДПЯ-ЯМР спектроскопії (Far-Infrared Research Center, Університет м. Фукуї, Японія); у системі з дослідження квазіоптичної лінії передачі стеларатора W7-X (Max Planck Institute for Plasma Physics, м. Грайфсвальд, Німеччина) та інших центрах ЕС, США та Китаю. Отримані результати в подальшому дозволять створення генераторів суб-ТГц діапазону з покращеними вихідними характеристиками, що може бути практично застосовано в дослідженнях у біології, медицині, фізиці плазми, системах ТГц бачення, зв'язку та інше.

Отримані результати із дослідження низьковольтних режимів роботи МЦР дали можливість розробити компактні високостабільні генератори, які було застосовано у дослідженнях біологічних зразків за допомогою спектрального аналізу ДПЯ-ЯМР в світових лабораторіях (Far-Infrared Research Center,

Університет м. Фукуї, Японія та Інституті протеїнових досліджень Університету м. Осаки, Японія).

Отримані результати з розробки планарних магнетронно-інжекторних гармат можуть бути застосовані у розробці гіротронів із перестроюванням частоти в широкій смузі.

Особистий внесок здобувача. Дисертація є узагальненням результатів досліджень, що було ініційовано автором або виконано під його керівництвом та за його безпосередньою участю. Автор особисто провів аналіз стану досліджень у галузі розробки компактних електронно-вакуумних приладів міліметрового та субміліметрового діапазонів із підвищеними рівнями стабільності параметрів випромінювання [6, 10]. В опублікованих разом зі співавторами роботах [1-5, 7-9, 11-42] особистий внесок дисертанта полягав у виборі й обґрунтуванні фізичних моделей механізмів електронно-хвильової взаємодії, у проведенні чисельного моделювання та експериментальних дослідженнях. Автор сформулював наукову задачу, здійснив планування й особисто брав участь в експериментальних дослідженнях на всіх етапах: процесу генерації в МЦР [1,7,9,12,15,18,22,25,26,28,30,31,34,41]; формуванні та транспортуванні щільних стрічкових електронних потоків у резонаторах клинотронів [2-4,23,24,39,40]; процесу генерації в клинотронах [5,8,11,16,17,20,21,27,29,32,33,35-38,42]; стабілізації параметрів випромінювання електронно-вакуумних генераторів [6,10,13,14].

В роботах [1,9,22,25,31,41] автором теоретично й експериментально досліджено механізм азимутально-фазового групування електронів гвинтового електронного пучка у низьковольтному МЦР. В роботах [2,3,4,5,8,16,17,18,20,24,29,35,36,37] автором особисто проведено аналіз процесів транспортування електронних потоків у клинотроні та гіротроні. В роботах [7,12,15,26,28,30,34] автором запропоновано геометрію та принцип дії електронної гармати, що формує стрічковий гвинтовий електронний потік; в роботах [23,33,39,40] запропоновано принцип підвищення ефективності взаємодії у клинотроні з електронним потоком із профілюванням повздовжніх

швидкостей. В [21,38] автором запропоновано ідею застосування матриці розсіювання в теорії субміліметрового клинотрона з надрозмірним резонатором. В [8,11,19,27,32,42] автором особисто запропоновано та розраховано резонатор 100 ГГц та 140ГГц клинотронів з гібридними хвилями. В [6,10,13,14] автором запропоновано та здійснено схему стабілізації параметрів гіротрону за допомогою анодної напруги у триелектродній магнетронно-інжекторній гарматі.

Також у роботах, що написано у співавторстві, здобувач брав участь в аналізі фізичних результатів чисельного моделювання та експериментальних досліджень, а також у формулюванні узагальнюючих висновків.

Матеріали публікацій [1, 2, 4, 25–27] були використані співавторами дисертанта в таких кваліфікаційних роботах:

- Пономаренко С.С. Ефективність взаємодії електронних потоків з об'ємно-поверхневими полями в генераторах О-типу. – дис. ... канд. фіз.-мат. наук. – 01.04.04 – фізична електроніка. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, Харків, 2014.
- Кишко С.О. Взаємодія низьковольтних полігвинтових електронних потоків з електромагнітними хвилями в МЦР з традиційною і планарною геометріями. – дис. ... канд. фіз.-мат. наук. – 01.04.04 – фізична електроніка. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, Харків, 2015.
- Ковшов Ю.С. Взаємодія електронних потоків з полями електродинамічних систем ТГц клинотронів підвищеної стабільності. – дис. ... канд. фіз.-мат. наук. – 01.04.04 – фізична електроніка. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, Харків, 2019.

Апробація результатів дисертації. Матеріали, які представлені в дисертаційній роботі, доповідалися й обговорювалися на науковому семінарі «Теорія дифракції та дифракційна електроніка» ІРЕ ім. О.Я. Усикова НАН України, а також на таких міжнародних конференціях:

- International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (Kharkiv, Ukraine, 2012);
- International Conference on Microwave & Telecommunication Technology CriMiCo'2012, (Sevastopol, Ukraine, 2012);
- XV міжнародна зимова школа-семинар по електроніці СВЧ і радіофізиці (Росія, Саратов, 2012);
- International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (Kharkiv, Ukraine, 2013);
- International Conference on Infrared, Millimeter and THz waves (Mainz on the Rhine, Germany, 2013);
- International Conference on Antenna Theory and Techniques (Odessa, Ukraine, 2013);
- IEEE International Vacuum Electronics Conference (Monterey, USA, 2014);
- International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (Lviv, Ukraine, 2016);
- IEEE International Vacuum Electronics Conference (Monterey, USA, 2016);
- International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (Kharkiv, Ukraine, 2016);
- International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (Kyiv, Ukraine, 2018);
- IEEE 10th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, IEEE Ukrainian Microwave Week (Kharkiv, Ukraine, 2020).

Публікації. Результати, які представлено в цій дисертації, опубліковані в **42** наукових роботах [1–42]: у **22** статтях у профільних наукових журналах [1–22] і в **20** тезах доповідей на міжнародних конференціях [23–42].

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, вступу, шести розділів основного тексту з рисунками і таблицями, висновків, списку використаних літературних джерел і одного додатка. Обсяг дисертації становить 354 сторінки. Вона містить 221 рисунки (з них 33 розміщені на 16 окремих сторінках), 16 таблиць та 370 бібліографічних посилань.

РОЗДІЛ 1

ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ПОБУДОВИ ГЕНЕРАТОРІВ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ КОЛИВАНЬ СЕРЕДНЬОЇ ПОТУЖНОСТІ ММ ТА СУБММ ДІАПАЗОНІВ

1.1 Вступ

У дисертаційній роботі досліджується низка фундаментальних та прикладних проблем, що виникають у наукових і технічних задачах з розробки компактних генераторів міліметрового та субміліметрового діапазонів з достатніми рівнями потужності для багатьох практичних застосувань.

В наш час для розвитку таких наукових застосувань як радіолокація та високошвидкісний зв'язок, фізика атмосфери, астрофізика та радіоастрономія, дистанційне зондування з високою роздільною здатністю і виявлення захованої зброї або загрози, біологічні дослідження та вивчення речовин у всіх агрегатних станах, фізика плазми та багато інших, виникає необхідність у створенні компактних джерел електромагнітного випромінювання у міліметровому та субміліметровому діапазонах довжин хвиль [43-50].

Провідне місце серед джерел високочастотного випромінювання міліметрового та субміліметрового діапазонів довжин хвиль займають вакуумні електронні прилади, які базуються на наступних основних принципах випромінювання: індуковане випромінювання Вавілова – Черенкова (лампа зворотної хвилі (ЛЗХ), магнетрон), дифракційне випромінювання (генератор дифракційного випромінювання (ГДВ), оротрон), індукційне перехідне випромінювання (клістриони) та індуковане циклотронне випромінювання (МЦР). Однак під час скорочення довжини хвилі випромінювання, що генерується, прилади, які базуються на черенковському, дифракційному та перехідному випромінюванні, стикаються зі значними труднощами фізичного та

технологічного характеру. В першу чергу в таких приладах скорочення робочої довжини хвилі призводить до зменшення характерних розмірів структурних елементів систем, що сповільнюють, і резонаторів, що обмежується технологією виготовлення. Також це призводить до зменшення простору взаємодії, що знижує вихідну потужність приладу [51, 52]. Ці труднощі роблять субміліметровий діапазон довжин хвиль слабо оснащеним джерелами електромагнітного випромінювання середньої та високої потужності, що отримало назву «ТГц провалля» [53].

У той же час найпотужнішими джерелами довжин хвиль субміліметрового діапазону є МЦР [54-58], які засновані на індукованому випромінюванні електронів, що рухаються по циклотронним траєкторіям у вакуумі. Це зумовлено тим, що зі скороченням робочої довжини хвилі надрозмірний простір взаємодії МЦР не зменшується, що дозволяє зберегти вихідну потужність. Однак в МЦР довжина хвилі випромінювання безпосередньо залежить від величини індукції магнітного поля в області взаємодії і для генерації високочастотного випромінювання в субміліметровому діапазоні довжин хвиль потрібно забезпечити індукцію магнітного поля більше 10 Т, тому в якості магнітних систем МЦР використовують великогабаритні і дорогі кріомагніти [59-62] або імпульсні магнітні системи [63-65], в тих випадках коли не потрібна підтримка стабільності частоти і потужності випромінювання на протязі тривалого інтервалу часу. Роботу МЦР на гармоніках циклотронної частоти дозволяє зменшити в рази величини необхідної індукцію магнітного поля та вимоги до магнітних систем [66-68]. Також робота на гармоніках циклотронної частоти дозволяє підвищити частоту генерації МЦР в $n\omega$ раз, де ω - циклотронна частота, яка відповідає величині використовуваного магнітного поля. Однак в такому випадку виникає ряд труднощів, що пов'язані з придушенням паразитних мод високочастотних коливань і селективним збудженням потрібної моди з необхідним номером гармоніки [69-73].

Таким чином, аналіз літературних даних дозволяє стверджувати, що проблема відсутності ефективних компактних джерел електромагнітного

випромінювання міліметрового та субміліметрового діапазонів, яка отримала назву «ТГц провалля», стримує проведення досліджень в таких галузях як біологія, медицина, системи зв'язку, фізика плазми, матеріалознавство та багато інших. Більш докладно проблеми, які тут постають, розглянуто в наступних підрозділах.

1.2 Збудження коливань у генераторах на основі випромінювання Вавилова-Черенкова. ЛЗХ-клинотрони мм та субмм діапазонів

Найбільш поширеними приладами О-типу, заснованими на випромінюванні Вавилова-Черенкова, є підсилювачі - лампи біжучої хвилі (ЛБХ) і генератори - лампи зворотної хвилі (ЛЗХ). Принцип роботи таких приладів заснований на перетворенні кінетичної енергії електронів в енергію електромагнітного НВЧ поля під час гальмування їх цим полем. Вперше ідея створення генератора електромагнітних коливань на біжучій хвилі була запропонована Лібенбальдом у 1940 році, проте вперше ЛЗХ О-типу була реалізована Р. Компфнером на початку 50-х років [74-78].

Випромінювання Вавилова-Черенкова виникає під час руху зарядженої частинки в середовищі, в якій фазова швидкість поширення електромагнітної хвилі порівняна зі швидкістю руху зарядженої частинки [28]. У розглянутих приладах в якості такого середовища служить система, що сповільнює рух хвилі. Під час руху електронного потоку поблизу системи, на її поверхні виникають поверхневі струми, що призводять до збудження електромагнітного поля вздовж системи. Дане поле є сукупністю нескінченної кількості просторових і часових гармонік, що характеризуються дисперсією системи. Дисперсія описує залежність частоти f розповсюджуваних в лінії коливань від зміни хвильового числа k . Основні параметри просторових гармонік (фазова $v_n = \omega/k_n$ та групова $v_g = d\omega/dk_n$ швидкості, де ω – циклічна частота) визначають напрям поширення

фронту хвилі і перенесення енергії в лінії. Розрізняють прямі просторові гармоніки - перенесення енергії та поширення фронту хвилі відбуваються в напрямку руху електронного потоку, і зворотні просторові гармоніки - перенесення енергії здійснюється в напрямку, протилежному руху електронного потоку. Взаємодія електронного потоку зі зворотною просторовою гармонікою забезпечує ланцюг зворотного зв'язку в лампі. За умови дотримання синхронізму, а також коли струм пучка перевищує стартовий, в ЛЗХ-генераторах виникає збудження електромагнітних коливань.

Для забезпечення генерації коливань у заданому діапазоні і за робочої напруги необхідно підібрати геометричні параметри системи, які також визначають вид дисперсійної характеристики. Відомі чисельно-аналітичні методи розрахунку характеристик систем, які зводяться до електродинамічного методу часткових областей, методу багатопроводних ліній і методу еквівалентних схем [76]. Дані методи дозволяють визначити дисперсію системи лише в двомірному наближенні. Дисперсія тривимірної системи досить точно розраховується за умови використання методів прямого чисельного моделювання, які реалізовані в ряді комп'ютерних кодів [79]. Перебудова частоти в ЛЗХ здійснюється прискорювальною напругою, при цьому стабільність частоти генерації визначається величиною пульсацій високовольтного блоку живлення. Діапазон частотної перебудови генератора багато в чому визначається смугою пропускання робочої хвилі і опором зв'язку синхронної просторової гармоніки поля.

Найбільші діапазони перестроювання частоти мають спіральні системи, які успішно застосовуються в ЛБХ О-типу сантиметрового діапазону. Однак їх застосування на більш коротких довжинах хвиль обмежена технологією виготовлення. Наприклад, для роботи на частоті 300 ГГц радіус спіралі повинен бути порядку 0,03 мм [80]. Таким чином, в міліметровому та субміліметровому діапазонах застосовуються системи типу меандр [81], зустрічні штирі та їх модифікації [82-84], що мають смугу пропускання приблизно 20 – 30 % і низькі ВЧ втрати [85]. У разі, коли потрібно забезпечити більш ефективну взаємодію

електронного потоку з полем поверхневої хвилі, застосовують системи типу плоска гребінка або пов'язані резонатори. У цьому випадку смуга перебудови становить близько 10 – 15 %. В даний час технологія виготовлення дрібноструктурних елементів [84, 85] дозволяє створювати системи для роботи на частотах до 2 ТГц. В основному застосовуються методи електроіскрового виготовлення, фотолітографії (LIGA) і глибокого іонного травлення (DRIE) [52]. Найбільш поширеними ЛЗХ генераторами є малопотужні прилади серії ОВ, що використовують системи різних типів, серед яких багаторядні плоскі гребінки, системи типу зустрічні штирі та інші [85-94]. Параметри таких генераторів в субміліметровому діапазоні наведені в табл. 1.1. Падіння вихідної потужності ЛЗХ генераторів під час скорочення робочої довжини хвилі переважно пов'язано з ростом омичних ВЧ втрат і зменшенням товщини ефективного шару високочастотного поля робочої гармоніки [89].

Таблиця 1.1 – Основні параметри субміліметрових ЛЗХ серії ОВ

Тип	ОВ-67	ОВ-80	ОВ-81	ОВ-82	ОВ-83	ОВ-84	ОВ-85
F, ГГц	370-535	530-714	690-850	790-970	900 - 1100	1070 - 1200	1170 – 1400
P, мВт	1 - 5	1 – 5	1 – 5	0,5 – 3	0,5 – 3	0,5 - 2	0,5 – 2
U, кВ	1 - 4	2 – 6	2 – 6	2 – 6	2 – 6	2 - 6	2 – 6
I, mA	25 - 40	30 – 45	30 – 45	30 – 45	30 – 45	30 - 45	30 – 45
V, Т	0,9	1,0	1,0	1,1	1,1	1,1	1,1

Так як питомі омичні втрати в металі зростають зворотно пропорційно глибині скін-шару, то для зменшення втрат в субміліметровому діапазоні необхідно використовувати короткі системи. Однак у цьому випадку спостерігається зростання стартових струмів генерації. Зменшення локалізації ВЧ поля поблизу електродинамічної системи призводить до зниження опору зв'язку R_c пучка з полем робочої гармоніки. У субміліметровому діапазоні під час використання електронних пучків товщиною близько 0,1 мм більша частина потоку не бере участі у взаємодії з синхронною просторовою гармонікою ВЧ поля. Для забезпечення взаємодії всіх електронів пучка з ВЧ полем синхронної

просторової гармоніки генератор збуджують в клинотронному режимі [95-97]. В такому випадку електронний потік нахилений до поверхні системи, а резонансні ЛЗХ, що працюють в даному режимі, називаються клинотронами [98-102]. Нахил електронного потоку забезпечує взаємодію всіх електронів пучка з полем сповільненої хвилі, вирішуючи проблему екранування верхніх електронних шарів електронного пучка. Крім того, здійснюється своєчасне виведення електронів з простору взаємодії шляхом їх осадження на систему.

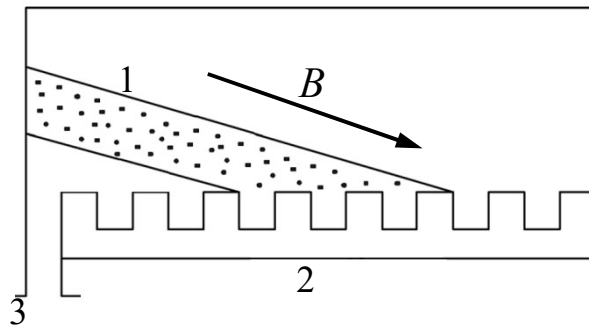


Рисунок 1.1 – Схема клинотрона: 1 – нахилений стрічковий електронний пучок, 2 – гребінка, 3 – вивід енергії у формі хвилеводу [100]

З точки зору електродинаміки ефективність взаємодії електронних потоків з полем робочої гармоніки підвищується під час збільшення перерізу простору над гребінкою, де рухається електронний потік, як показано на рисунку 1.1. Отже, в таких системах доцільно використання стрічкових електронних потоків [103].

До переваг приладів типу ЛЗХ слід віднести електронне перестроювання частоти випромінювання. Коливань збуджуються за умови синхронізму електронного потоку з поверхневою хвилею, коли швидкість електронів потоку приблизно рівна фазовій швидкості від'ємної просторової гармоніки поверхневої хвилі $v_e \approx v_\phi$, $v_e = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_e} \cdot U}$, m_e – маса електрона, e – заряд електрона, U – прискорювальна напруга. Перестроювання частоти випромінювання досягається зміною напруги пучка та умов синхронізму, що можна оцінити за дисперсією

системи. Дисперсія 320 ГГц ЛЗХ з гребінкою та лінії пучка з напругами 3,5кВ та 5,5кВ зображено на рисунку 1.2.

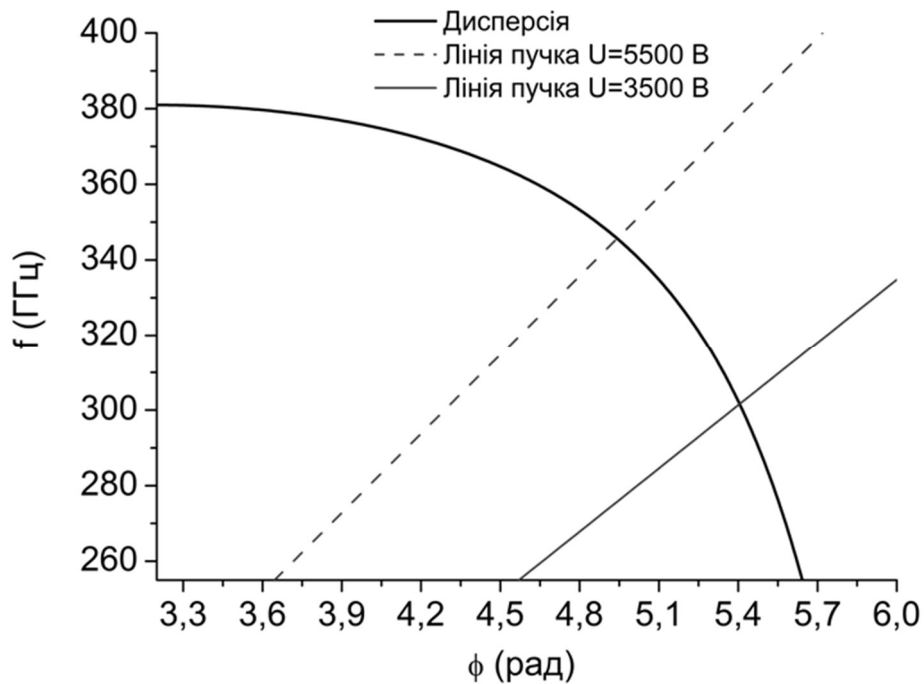


Рисунок 1.2 – Дисперсія 320 ГГц ЛЗХ з гребінкою та лінії пучка з напругами 3,5кВ та 5,5кВ

1.3. Збудження електромагнітних коливань у генераторах на швидких хвилях. Мазери на циклотронному резонансі

У субміліметровому діапазоні найпотужнішими генераторами електромагнітних коливань є прилади класу мазерів на циклотронному резонансі (МЦР) [104-107]. Конструкція класичного МЦР генератора, гіротрона, як схематично показано на рис. 1.3, складається з магнетронно-інжекторної гармати (МІГ), відкритого резонатору, вихідного хвилеводу, який в традиційній схемі одночасно виконує роль колектора електронів, та хвилеводу з вакуумним вікном. Формування та транспортування гвинтового електронного потоку (ГЕП) відбувається у магнітному полі соленоїдів.

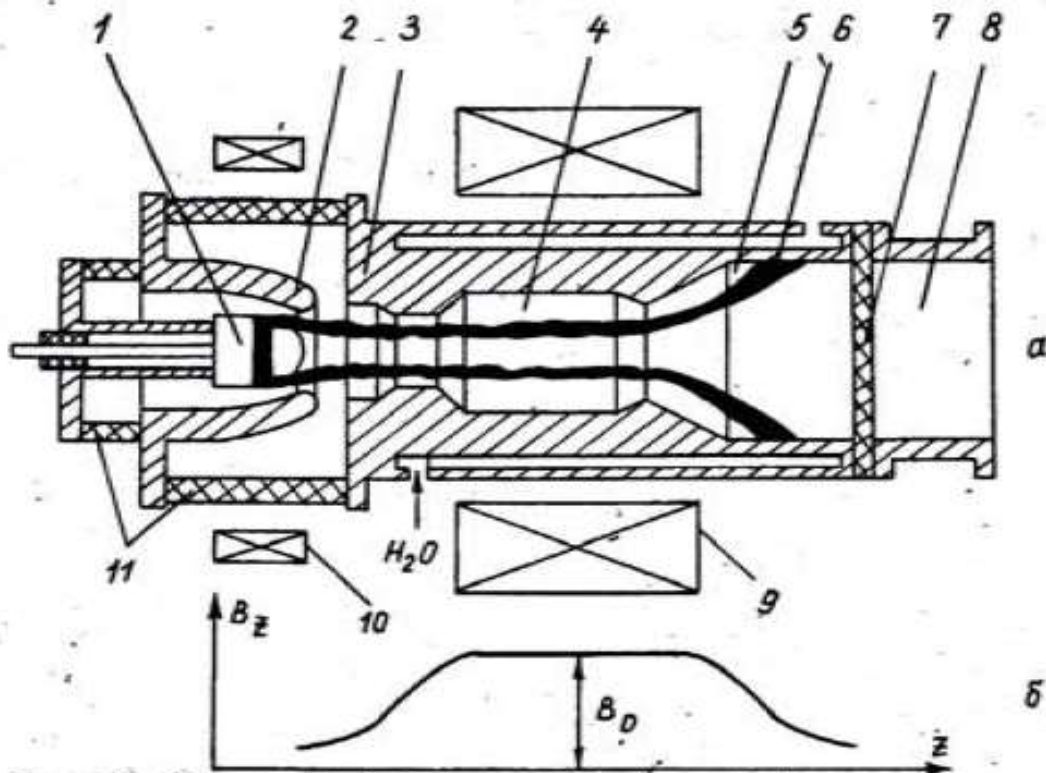


Рисунок 1.3 – Конструкція традиційного гіротрона (а) та розподіл магнітного поля (б) в області резонатора [107]: 1 – катод 2,3 – перший та другий аноди, 4 – резонатор відкритого типу, 5 – вихідний хвилевід, 6 – колектор електронів, 7 – вихідне вікно, 8 – зовнішній хвилевід або лончер, 9,10 – соленоїди, 11 – керамічні ізолятори

Система водяного охолодження прибирає тепло, що виділяється на стінках резонатора і вихідного хвилеводу, що перешкоджає розігріву резонатора, та як наслідок, зміни частоти коливань. Такі девіації частоти стають особливо помітними під час роботи в субміліметровому діапазоні довжин хвиль, тож стабілізація частоти випромінювання протягом тривалого проміжку часу може бути реалізована шляхом зміни температури резонатора [108].

МІГ формує ГЕП, у якому кутова частота обертального руху електронів дорівнює циклотронній частоті, що визначається величиною магнітного поля в області резонатора. Електродинамічна система являє собою резонатор відкритого типу у вигляді відрізка циліндричного хвилеводу зі звуженням біля

області МІГ та дифракційним виводом енергії з протилежного боку. В резонаторах гіротронів ГЕП збуджує TE моди, резонансна частота яких близька до критичної частоті відповідного виду хвиль циліндричного хвилеводу.

Азимутально-фазове групування електронів ГЕП відбувається за рахунок неізохронного обертання електронів в магнітному полі в області резонатора, що є результатом релятивістською залежності кутової частоти обертання електронів від їх енергії. Високочастотне поле резонатора змінює енергію електронів, і електрони починають обертатися з різними частотами й утворюють згустки. Якщо кутова частота електронів в згустку більше циклотронної частоти, що відповідає індукції магнітного поля, то згустки обертаються швидше, ніж ВЧ поле, зрушуючи в прискорювальну фазу та поглинаючи високочастотну енергію. У зворотному випадку згустки обертаються повільніше, ніж ВЧ поле, зрушуючи в фазу, де вони віддають свою енергію ВЧ полю [109-110].

Внаслідок релятивістської залежності маси електрона від його кінетичної енергії здійснюється бунчування електронів ГЕП у діапазоні прискорювальних напруг 20-80кВ. У разі гіротронів з рівнем вихідної потужності в кілька мегават, які використовуються для електронно-циклотронного нагрівання плазми в установках керованого термоядерного синтезу (КТС) [111-113], великі габарити і вартість всієї установки компенсуються високим рівнем вихідної потужності. Однак у гіротронах з рівнями вихідної потужності до 10 кВт, що застосовуються для технологічної обробки матеріалів та інших практичних застосувань, зменшення напруги пучка є актуальним завданням з метою спрощення конструкції комплексів та роботи з ними [114]. З метою отримання достатніх значень вихідної потужності під час зниження прискорювальної напруги в кілька разів виникає необхідність відповідного збільшення струму пучка, що потребує оптимізації конструкції традиційних МІГ [115-117] для зменшення розкиду швидкостей та енергій електронів ГЕП. Низька напруга призводить до великого характерного розміру електронних траєкторій в порівнянні з характерними масштабами електричного і магнітного полів в області формування пучка, що

порушує умови нормальної роботи МІГ, а великий просторовий заряд призводить до додаткового погіршення якості пучка [118-122].

В 24ГГц технологічному гіротроні з напругою пучка 5кВ для формування ГЕП з пітч-фактором 1,8 і розкидом швидкостей 10 % запропоновано неадіабатичну МІГ [123]. В роботі було продемонстровано, що зменшення робочої напруги призводить до необхідності збільшення довжини резонатора і, як наслідок, збільшуються його дифракційна добротність і втрати в резонаторі, які обумовлені омичною добротністю. Високу вихідну потужність і ККД можна зберегти завдяки збільшенню струму пучка за досить великого пітч-фактора (близько 2) [104]. Останнім часом значно зріс інтерес до короткохвильових гіротронам з рівнем вихідної потужності до 1 кВт, які використовуються для підвищення чутливості ЯМР спектроскопії, що використовує динамічну поляризацію ядер [125-129]. Зниження напруги пучка дозволить зменшити розміри приладу та джерел живлення і зробить його більш затребуваним [130].

В роботі [131] проведено розрахунок вихідних характеристик низьковольтного гіротрона, що працює на основній, другій і третій гармоніках циклотронної частоти за величини прискорювальної напруги в діапазоні 5-15кВ. Низька прискорювальна напруга дозволяє зробити прилад компактнішим. Робота на гармоніках циклотронної частоти відкриває можливість замість кріомагнітов використовувати електромагніти або магнітні системи, зібрані з постійних магнітів [132-134]. Завдяки оптимізації розподілу електромагнітного поля в резонаторі вдалося підвищити ефективність генерації гіротрона за низьких прискорювальних напруг. В роботі [135] отримано вихідну потужність 500Вт з ефективністю генерації 15% у разі напруги ГЕП приблизно 6 кВ та струму ГЕП до 500 мА. Під час зниження прискорювальної напруги до 5 кВ вихідна потужність падає практично до 100Вт, а ефективність генерації до 10%. У гіротроні довжина резонатора становила близько 10 довжин хвиль.

Також в роботі [135] показана конструкція і результати ефективної генерації в низьковольтному гіротроні на фундаментальній гармоніці з частотою 233 ГГц і напругою ГЕП 3,5 кВ та струмом ГЕП близько 50 мА. Вихідна

потужність в даному приладі становила 12Вт під час роботи на моді TE₂₃ з ефективністю генерації близько 7%. Довжина резонатора гіротрона становила близько 16 довжин хвиль.

Порівнюючи робочі довжини резонаторів цих двох приладів можна говорити про те, що за низької прискорювальної напруги і невеликої вихідної потужності збільшення довжини резонатора практично не підвищує ефективність генерації, а при подальшому збільшенні довжини резонатора ефективність приладу падає через зростаючу дифракційну добротність електродинамічної системи і омічні втрати [136].

У роботах [137, 138] запропоновано квантово-механічний і класичний опис процесу взаємодії гвинтового електронного пучка з високочастотним полем резонатора, і встановлено нижню межу для мінімального часу перебування електронів в однорідному магнітному полі в області взаємодії, яке необхідно для угруповання електронів за рахунок релятивістської залежності маси електрона від його кінетичної енергії, і описується наступною формулою:

$$\frac{\omega_0 \tau W}{m_0 c^2} > 1 \quad (1.1)$$

де ω_0 – кутова частота обертання електрона в магнітному полі, τ – час прольоту електроном області взаємодії, W - кінетична енергія електрона, m_0 - маса спокою електрона, c - швидкість світла. З цієї залежності випливає, що ефективність угруповання електронів в високочастотному полі резонатора прямо пропорційна часу перебування електронів в області взаємодії і їх кінетичній енергії. Однак ефективне угруповання електронів відбувається тільки в разі, коли це відношення перевищує одиницю. Для підтвердження запропонованої теоретичної моделі в роботі [138] було проведено експериментальне дослідження процесу взаємодії гвинтового електронного пучка з високочастотним полем резонатора в регенеративній режимі, де за коефіцієнтом поглинання високочастотного випромінювання був зроблений висновок про умови поглинання і випускання енергії електронами в пучку в залежності від величини прискорювальної напруги і магнітного поля.

В роботі [139] було запропоновано механізм квадратичного угруповання електронів, що направляються поперечно-неоднорідними магнітостатичними полями, який говорить про наявність нерелятивістського механізму угруповання електронів в неоднорідному магнітному полі в разі, коли довжина генерованої хвилі значно перевищує характерні розміри неоднорідності статичного поля. Однак цей механізм не знайшов експериментального підтвердження.

Для ряду застосувань [140-142] необхідні генератори електромагнітного випромінювання в міліметровому і субміліметровому діапазонах довжин хвиль з достатнім рівнем вихідної потужності і перестроюванням частоти. У класичних гіротронах використовуються відкриті резонатори [143-145]. Перестроювання частоти в них можлива тільки в межах власних мод резонатора за рахунок невеликої зміни магнітного поля в області взаємодії.

Для здійснення плавного перестроювання частоти гіротрона в широкому діапазоні частот необхідна одночасна зміна магнітного поля і частоти робочої моди резонатора. Індукція магнітного поля змінюється плавно зі зміною струму соленоїда, тоді як зміна частоти власної моди резонатора з незмінною добротністю є складною задачею [146]. В роботі [147] запропоновано два варіанти геометрії гіротронів з механічною перебудовою частоти і проведена теоретична і експериментальна оцінка ширини смуги перебудови, вихідної потужності і ККД. У конструкції гіротронів механічна перебудова частоти може здійснюватися двома способами: зміною довжини резонатора або зміною розмірів його поперечного перерізу. Обидва гіротрона працюють на частоті близькій до циклотронної частоті електронів. Було показано, що для досягнення максимального ККД за заданого струму I і прискорювальній напрузі U електронного пучка необхідно визначити оптимальну навантажену добротність Q і довжину резонатора L . Ці величини визначаються нелінійної теорією гіротрона, в рівняння якої входять два безрозмірних параметра μ (1.2) та I_0 (1.3) [148, 149]:

$$\mu = \pi \frac{\beta_{\perp}^2 L}{\beta_{\parallel} \lambda} \quad (1.2)$$

$$I_0 = 5.8(Q \cdot 10^{-3}) g^4 \left(\frac{L}{\lambda} \right)^3 IF_m(R, R_0) \quad (1.3)$$

де I - струм пучка (в амперах), β_{\perp} і β_{\parallel} - відношення поперечної та повздовжньої швидкості електронів до швидкості світла, $g = \beta_{\perp} / \beta_{\parallel}$, λ - довжина хвилі коливань у вільному просторі. Функція F_m визначається типом коливань та положенням електронного пучка в резонаторі, R_0 – радіус трубчастого електронного пучка, R – радіус резонатора.

Виходячи з робіт [147, 148] значення поперечного ККД аж до 50% може бути отримано за:

$$5 < \mu < 15; 100 < I_0 < 3 \cdot 10^3 \quad (1.4)$$

Розрахунок, проведений в роботі [148], показав, що використання резонатора, що складається з двох дзеркал, дозволяє змінювати частоту коливань, що генеруються в більш широкому діапазоні, ніж в резонаторі зі змінною довжиною. Для електронного пучка за прискорювальної напруги 14 кВ і струму 0,25 А умова (1.4) у разі гіротрона зі змінним поперечним перерізом резонатора легко виконується, а в разі гіротрона зі змінною довжиною резонатора величини μ і I_0 виявляються на межі виконання цих умов.

Порівняння результатів експериментального дослідження гіротронів з двома способами перебудови частоти проведене в роботі [148] показало, що за прискорювальної напруги в діапазоні 14 - 16 кВ і струму пучка до 0,3 А кращі характеристики має гіротрон з дводзеркальним резонатором. ККД такого приладу близький до максимального розрахункового значення. Використання резонатора зі змінною довжиною більш зручно в гіротронах, розрахованих на

отримання більшої потужності, за більшої прискорювальної напруги (вище 50 кВ).

В роботі [150] представлені результати порівняння ККД і вихідної потужності МЦР - монотронів з різними електродинамічними системами. У розгляді брали участь три моделі електродинамічних систем, які показані на рис. 1.4. На рис. 1.4 (I) - звичайний гіромонотрон з резонатором у вигляді аксіально-симетричного відрізка круглого циліндра, в якому центри орбітального обертання електронів рівновіддалені від осі резонатора; рис. 1.4 (II) - аксіальна симетрія системи порушена, резонатор має розріз і складається з двох половинок круглого циліндра, це дає можливість широкодіпазонній електромеханічній перебудові частоти генерації; рис. 1.4 (III) - МЦР - монотрон з резонатором, утвореним циліндричними дзеркалами еліптичного перетину. У третій моделі розглядається взаємодія еліптичного і стрічкового гвинтового електронного пучка з високочастотним полем резонатора.

За заданої напруги і погонної щільності струму потужність МЦР - монотрона може бути підвищена шляхом збільшення поперечних розмірів робочого простору. Однак збільшення обсягу резонатора призводить до згущення спектра власних частот і, як наслідок, до можливості збудження паразитних типів коливань. У гіромонотронах підвищеної потужності робочими типами коливань є моди шипучої галереї, відносна відстань власних частот становить

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right)_I = \frac{\lambda}{2\pi R_p} \quad (1.5)$$

(методи електродинамічної і електронної селекції роблять моди з великими поздовжніми і круговими індексами безпечними конкурентами).

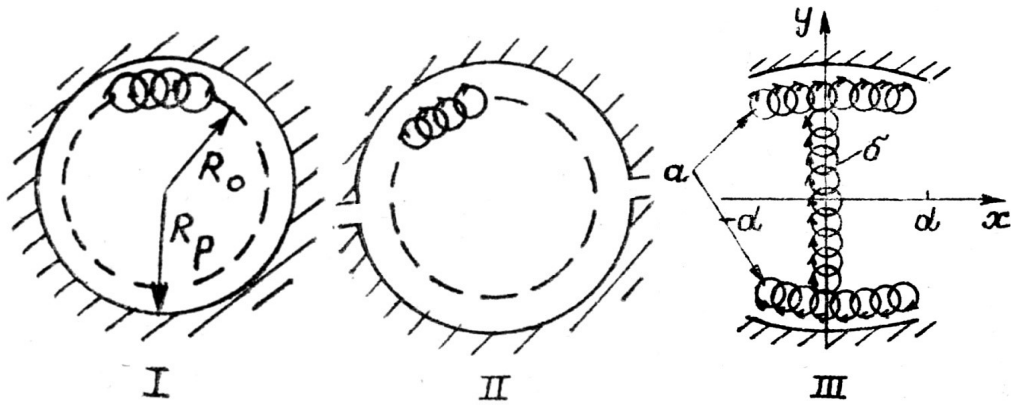


Рисунок 1.4 – Поперечний переріз моделей електродинамічної системи

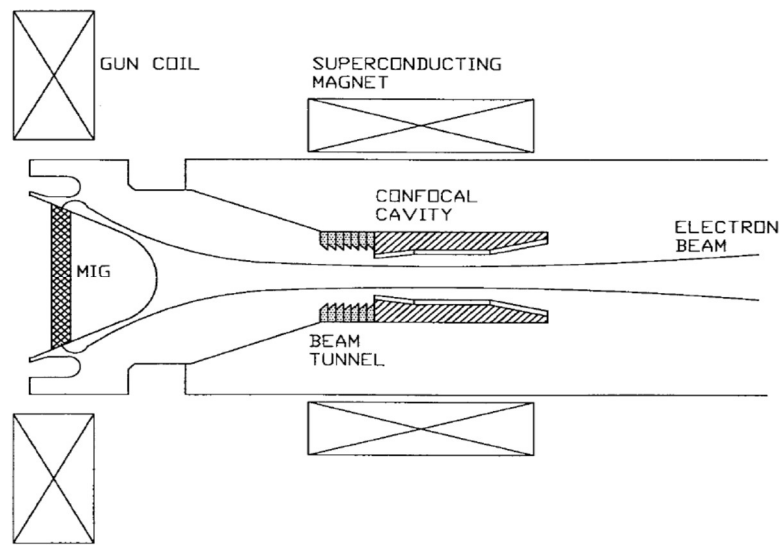


Рисунок 1.5 – Конструкція конфокального гіротрона

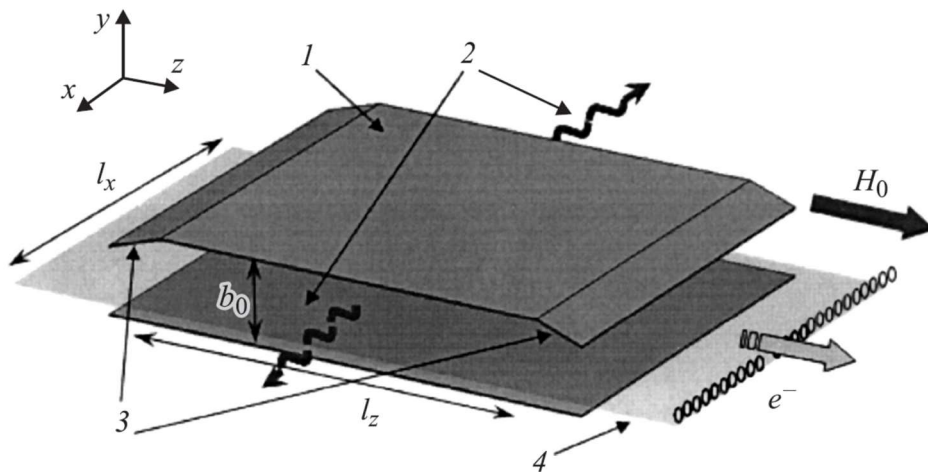


Рисунок 1.6 – Схема планарного гіротрона з поперечним виводом енергії:

1 - дзеркала планарного резонатора, 2 - напрямок виводу високочастотного випромінювання, 3 - закритичні звуження, 4 - стрічковий ГЕП.

У другій моделі відносні відстані частот власних мод, що відрізняються тільки радіальними індексами (в розрізному резонаторі зі збільшенням азимутального індексу моди ростуть дифракційні втрати) становлять

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right)_{II} = \frac{\lambda}{4R_p} \quad (1.6)$$

У третій моделі відносні відстані частот власних мод, що відрізняються числом q осциляцій по осі y , також, як і у другій моделі, дорівнюють

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right)_{III} = \frac{\lambda}{4l} = \frac{1}{q} \quad (1.7)$$

($2l$ – відстань між дзеркалами). Звідси випливає, що максимально допустима відстань між дзеркалами в другій і третій моделі може в раз перевищувати максимально допустимий діаметр круглого резонатора гіромонотрона. Значить граничний струм другої і третьої моделі в раз більше граничного струму гіромонотрона. Гранична вихідна потужність третьої моделі залежить від ширини пучка і ступеня еліптичності системи. В роботі [150] показано, що в моделі з електродинамічною системою, що складається з двох дзеркал, малі омічні втрати зумовлюють її високу добротність і, отже, стабільність коливань. Також з'являється можливість широкодіапазонної електромеханічної перебудови частоти генерації.

Оскільки по мірі скорочення робочої довжини хвилі омічні втрати в резонаторах класичних гіротронів для мод шипучої галереї ростуть [151], а менші омічні втрати мають просторово розвинені моди, для збудження яких необхідно вдаватися до електродинамічної селекції, в роботі [152] описано теоретичне і експериментальне дослідження електродинамічних властивостей дводзеркальних резонаторів еліптичного перерізу і залежність ККД гіротрона від еліптичності резонаторів. В роботі показано, що збільшення еліптичності дзеркал призводить до збільшення розкиду власних частот резонатора, а також спостерігається зниження ККД. Однак як показано в роботі [152] підвищення ККД спостерігалось під час використання катодів з пропусками. Електронний

пучок мав вирізки в зоні резонаторних щілин, в тих місцях, де через наявність каустик взаємодія електронів з високочастотним полем малоефективна. У зв'язку з цим можна зробити висновок, що падіння ККД, яке спостерігається за умови збільшення еліптичності дзеркал, може бути компенсовано вибором оптимальної геометрії електронного пучка, який буде повністю потрапляти в каустику високочастотного поля резонатора.

Потужні гіротрони, які працюють на частотах 110, 140 і 170 ГГц, використовуються у великій кількості різних застосувань, включаючи і фізику плазми [153-156]. Оскільки для збільшення вихідної потужності гіротронів збільшують простір взаємодії і працюють на модах вищого порядку, виникає проблема конкуренції мод [157], яка може бути вирішена використанням електродинамічної системи, що складається з двох еліптичних дзеркал. В роботі [158] розглянута конструкція і результати експериментального дослідження гіротрона з робочою частотою 140 ГГц і електродинамічною системою у вигляді конфокального резонатора, що складається з двох еліптичних дзеркал. Конструкція конфокального гіротрона показана на рис. 1.5. МІГ формує ГЕП з пітч-фактором 1.2, який взаємодіє з ВЧ полем конфокального резонатора і далі потрапляє на колектор, який знаходиться в спадаючому магнітному полі. Конфокальний резонатор має дифракційну вивід ВЧ енергії в напрямку руху електронів. Магнітна система складається з кріомагніта в області резонатора та соленоїда в області МІГ.

Максимальна ефективність конфокального гіротрона склала 18,5% за вихідної потужності 66 кВт на $TE_{0,6,1}$ моді з частотою 135,98 ГГц. В ході експерименту магнітне поле в області взаємодії склало 5,36Т, прискорювальна напруга 62,5кВ за струму пучка 5,6А. У гіротроні даної конструкції сусідні конкуруючі моди рознесені по частоті на 16 %, що говорить про високу електродинамічну селекцію даної системи. З огляду на результати, отримані в роботі [152] можна говорити про ще більше підвищення ефективності конфокального гіротрона за умови використання електронного пучка оптимальної конфігурації.

Для підвищення інтегральної потужності короткохвильових гіротронов в роботі [159] запропонована схема планарного гіротрона з поперечним (по відношенню до напрямку поступального руху електронів) виведенням енергії. Перевагою планарної геометрії в порівнянні з традиційною циліндричною є забезпечення когерентності випромінювання за більшого фактору надрозмірності за рахунок дифракційного механізму селекції мод по відкритій поперечній координаті. Також додатковою перевагою запропонованої схеми є можливість перебудови частоти випромінювання шляхом зміни відстані між пластинами. В планарному гіротроні передбачається використання стрічкового ГЕП (рис. 1.6) враховуючи розподіл ВЧ поля в планарному резонаторі.

Формування стрічкового ГЕП з великою часткою обертальної енергії електронів представляє окремий інтерес, оскільки до сьогодні не було розроблено МІГ, що формують стрічкові ГЕП з необхідними величинами пітч-фактора, розкидів швидкостей і енергій електронів, а також з мінімальними спотвореннями профілю пучка в області взаємодії.

1.4 Компактні суб-ТГц комплекси для практичних застосувань у ДПЯ ЯМР спектроскопії та системах ТГц бачення

Освоєння ТГц діапазону, який на шкалі частот займає місце з 100ТГц до 10ТГц, почалося в минулому сторіччі [160]. Нажаль до сьогодні все ще існує проблема відсутності компактних джерел електромагнітного випромінювання з достатніми рівнями вихідної потужності, що отримала назву «ТГц провалля». Найбільш потужними джерелами ТГц діапазону є прилади класу МЦР, в конструкціях яких немає дрібноструктурних елементів на відміну від приладів Черенковського типу, клістронів, генераторів дифракційного випромінювання та інших. Найширшим діапазоном перестроювання частоти володіють генератори

типу ЛЗХ, але їх рівні вихідної потужності складають декілька мВт в ТГц діапазоні.

Одним із практичних застосувань ТГц генераторів є спектроскопія ядерного магнітного резонанса з динамічною поляризацією ядер (ЯМР-ДПЯ) [161]. Застосування 260 ГГц гіротрону з потужністю 20 Вт в ЯМР-ДПЯ спектроскопії [162] дозволило підвищити відношення сигнал-шум в 29 разів в той час як використання твердотільного джерела з потужністю 45 мВт дозволило підвищити відношення сигнал-шум в 10 разів. Слід зауважити, що потужність 20 Вт гіротрона істотно зменшується в тракці, що важливо з метою обмеження нагрівання зразка до 35° С. В роботах [163, 164] було продемонстровано підвищення відношення сигнал-шум ЯМР спектроскопії з ДПЯ в твердих тілах, що також отримано в експериментах зі зразками біомолекул в твердому [165] та рідкому стані [166].

Хоча традиційні ЛЗХ перекривають частотні діапазони від десятків ГГц до 1,2 ТГц, їх використання в ЯМР-ДПЯ спектроскопії обмежено в зв'язку з недостатніми рівнями вихідної потужності, що не перевищує 10 мВт в діапазоні частот понад 300 ГГц [167]. Потужний різновид ЛЗХ – клинотрони мають значно вищі рівні потужності (50 мВт, 400 ГГц [5]) зі зберіганням достатньо широкого діапазону електронного перестроювання частоти, що дуже привабливо з метою використання ТГц клинотронів у ЯМР-ДПЯ спектрометрах.

Одною з основних вимог до ТГц джерел у ЯМР-ДПЯ спектроскопії є достатньо висока стабільність частоти (краще ніж 0.1 за частоту ЯМР) і довгострокова стабільність потужності випромінювання (нестабільність менше 1% в довготривалих експериментах) [168]. У разі використання ТГц електронно-вакуумних приладів в ЯМР-ДПЯ спектроскопії постає задача з розробки та практичної реалізації методів стабілізації параметрів випромінювання.

На сьогодні найчастіше в системах високо стабільних ТГц генераторів використовуються системи фазового автопідстроювання частоти (ФАПЧ) [169-171]. Зокрема, у радіо спектроскопії з акустичним детектором (РАД) було реалізовано ФАПЧ зі стабільним опорним сигналом, що отримано з

використанням помножувача частоти та опорного НЧ генератора (рис. 1.7). ЛЗХ діапазону 500-700ГГц було застабілізовано з використанням змішувача на діоді з бар'єром Шоткі та кварцового синтезатора [172]. Сигнал з ФАПЧ подається на резистор 100 Ом (рис. 1.7), що встановлено в контурі заземлення ТГц ЛЗХ, і таким чином реалізовано як стабілізація так і перестроювання частоти ЛЗХ з високою точністю (крок 5,672 кГц, рис.1.8) [172].

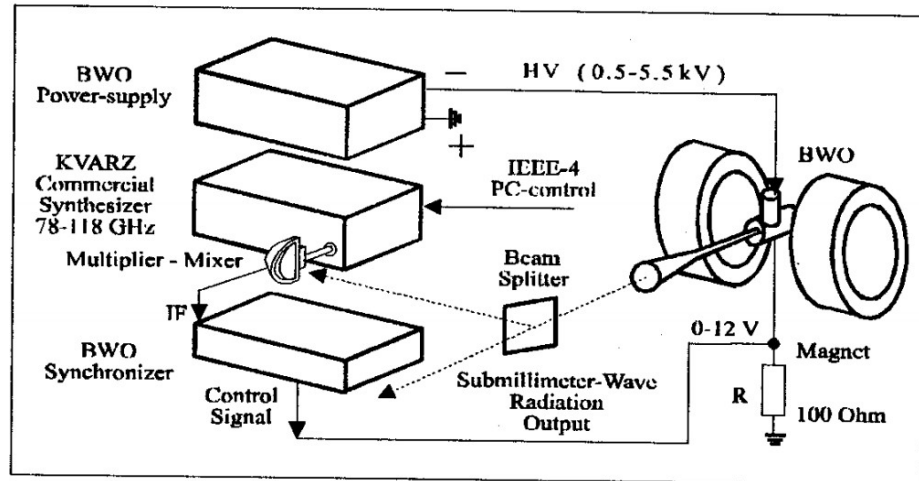


Рисунок 1.7 – Схема ФАПЧ стабілізації ЛЗХ 500-700 ГГц [172]

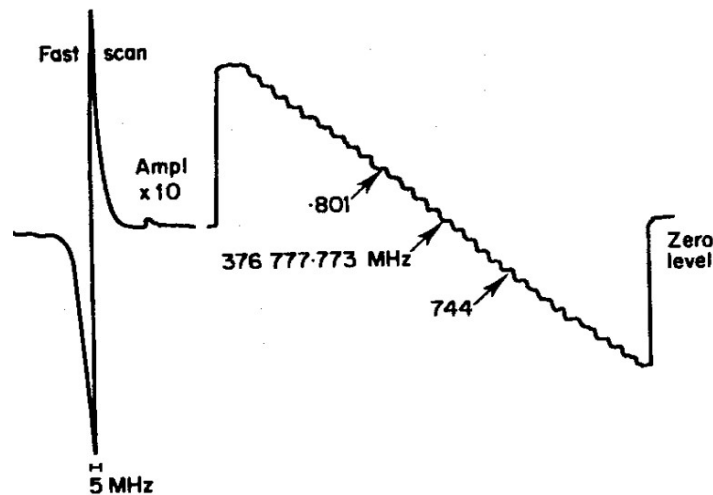


Рисунок 1.8 – Перестроювання частоти ЛЗХ з ФАПЧ [172]

ФАПЧ стабілізація ТГц ЛЗХ дозволила отримати ширину спектральної лінії випромінювання 4 кГц, але вихідна потужність склала кілька мВт, що є недостатнім для ЯМР- ДПЯ спектроскопії. Використання ФАПЧ в системах ТГц

клиноотронів дуже ускладняється завдяки резонансній залежності потужності випромінювання від частоти.

Виходячи з наведеного обзору, існує потреба в розробці методів та практичній реалізації довгострокової стабілізації параметрів випромінювання компактних електронно-вакуумних приладів з достатніми рівнями потужності, щоби задовольнити вимогам ЯМР- ДПЯ спектроскопії та інших практичних застосувань.

1.5 Висновки до розділу 1

Огляд сучасного стану розробок джерел електромагнітного випромінювання короткохвильової частини міліметрового та субміліметрового діапазонів показує, що проблема «ТГц провалля» досі не вирішена. Це унеможлиблює дослідження в багатьох галузях, які потребують компактних джерел електромагнітного випромінювання в зазначених діапазонах частот з достатніми рівнями потужності та можливістю перестроювання частоти генерації в широкому діапазоні. Основна з причин цього поряд з технологічними труднощами, пов'язаними з виготовленням дрібноструктурних елементів електродинамічних систем електронно-вакуумних генераторів – недостатнє вивчення дослідниками низки факторів, що впливають на ефективність електронно-хвильової взаємодії в електромагнітних джерелах зазначених діапазонів. Останнє стосується як приладів, що засновані на черенковському випромінюванні, так і приладів типу мазерів на циклотронному резонансі.

Тому актуальною задачею є вивчення фізичних особливостей механізмів взаємодії низьковольтних електронних потоків різноманітної конфігурації з поверхневими, об'ємними та гібридними хвилями, що збуджуються в електродинамічних системах компактних електронно-вакуумних приладів

міліметрового та субміліметрового діапазонів. До першочергових проблем, які потребують вирішення, належать такі:

- проблема формування та транспортування щільних електронних пучків з параметрами, які оптимізовані з метою підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії в електродинамічних системах компактних приладів міліметрового та субміліметрового діапазонів;
- проблема оптимізації надрозмірних електродинамічних систем електронно-вакуумних приладів з урахуванням розповсюдження та трансформації електромагнітних хвиль, а також проблема зменшення впливу омичних втрат робочої моди в зазначених діапазонах частот;
- проблема підвищення довгострокової стабільності параметрів випромінювання електронно-вакуумних джерел зазначених діапазонів для практичних застосувань.

Фізичні моделі, що будуть застосовані для вирішення зазначених проблем, мають бути достатньо строгими з обґрунтованими малими рівнями похибок.

РОЗДІЛ 2

ФОРМУВАННЯ ТА ТРАНСПОРТУВАННЯ ЩІЛЬНИХ СТРІЧКОВИХ ПОТОКІВ З ПРОФІЛЬОВАНИМ РОЗПОДІЛОМ ПОВЗДОВЖНІХ ШВИДКОСТЕЙ ЕЛЕКТРОНІВ В КЛИНОТРОНАХ

2.1 Вступ

Попит на генератори випромінювання міліметрового та субміліметрового діапазонів з достатніми рівнями потужності для багатьох практичних застосувань сприяє дослідженню шляхів підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії в генераторах черенковського типу, насамперед клинотронів, в діапазоні частот 200-500ГГц. Задля вирішення цієї проблеми необхідно вирішити задачу формування та транспортування щільних стрічкових електронних потоків з параметрами, що будуть оптимізовані з точки зору максимальної ефективності взаємодії в електродинамічній системі клинотронів. Оскільки зі зростанням частоти зменшується висота ефективного шару ВЧ поля поверхневої хвилі над поверхнею гребінки, постає задача в формуванні та фокусуванні щільних електронних потоків з траєкторіями руху електронів, що якнайдовше рухаються у даному шарі ВЧ поля. Така задача складається як з оптимізації електронно-оптичних систем, що формують стрічкові електронні потоки з заданими параметрами, так і з розробки магнітних систем (МФС), що фокусують щільні стрічкові електронні потоки, з розподілом індукції магнітного поля, що оптимально відповідає транспортуванню щільних стрічкових електронних потоків за зазначеними траєкторіями з мінімальними спотвореннями їх геометрії та енергетичних параметрів. Зокрема, в клинотронах з несиметричними ЕОС було отримано підвищення вихідної потужності при зменшенні магнітного поля [173].

У даній роботі траєкторний аналіз руху та електронно-хвильова взаємодія щільних стрічкових електронних потоків в електростатичних та магнітостатичних полях проводився методом крупних частинок [75, 109] та отримані результати порівнювалися як з результатами чисельного моделювання в пакеті CST Microwave Studio [79] так і з експериментальними результатами.

2.2 Електронно-оптичні системи клинотронів мм і субмм діапазонів

Електронно-оптична система клинотрону складається з плоского катода з термоемітером та плоского аноду з молібдену з прямокутною діафрагмою, що формує анодну лінзу (рис. 2.1).

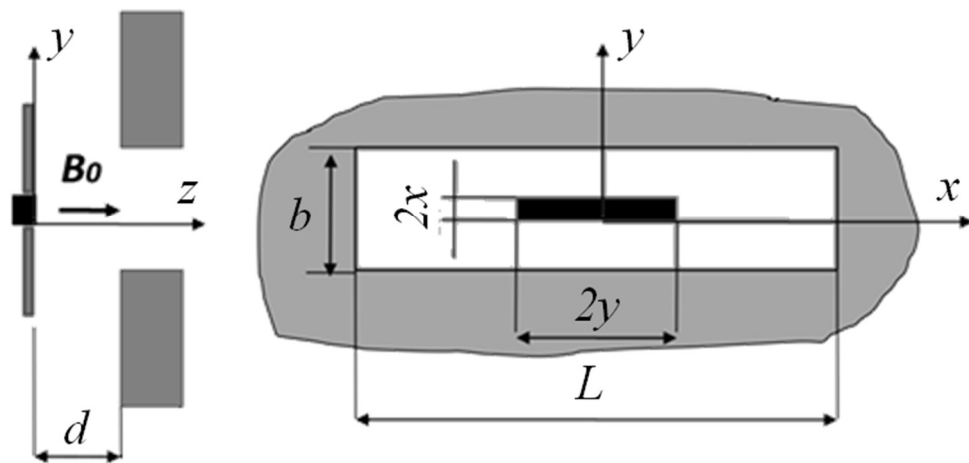


Рисунок 2.1 – Схема електронної гармати клинотрона: d – відстань між поверхнями катода та аноду, b – висота анодної апертури, L – ширина анодної апертури

Фокусування стрічкового електронного потоку в клинотроні відбувається в магнітному полі МФС з індукцією в зазорі між полюсів вище 1Тл [174]. В клинотронах діапазонів частот 100-400ГГц генерування стрічкових електронних потоків відбувається термоелектронними емітерами імпрегнованих катодів, що

утворюються в результаті спечення вольфрамового порошка із сумішами $\text{BaCO}_3 / \text{CaCO}_3 / \text{Al}$. Перетин емітерів зазвичай становить $0,14 \text{ мм} \times 2,5 \text{ мм}$. Фотографія поверхні катода, що розроблено в відділі вакуумної електроніки ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України, а також експериментально отримані параметри емітерів зображені на рис. 2.2.

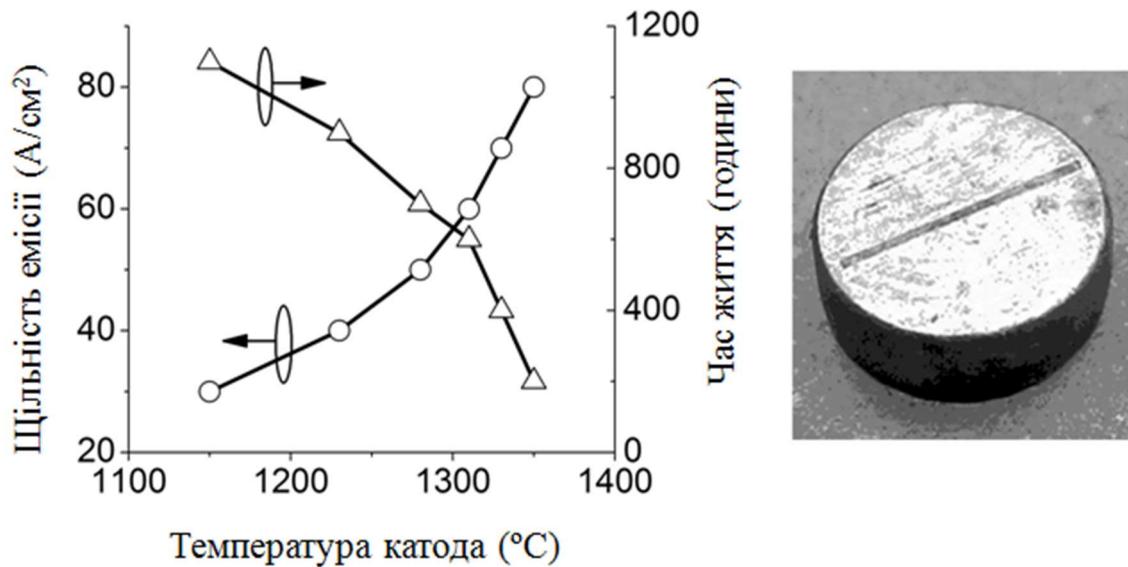


Рисунок 2.2 – Експериментальні параметри емітера та фотографія імпрегнованого катода клинотрона

Траєкторний аналіз руху електронного потоку, що генерується електронно-оптичними системами клинотронів у присутності магнітного поля МФС, проводився за допомогою рішення рівнянь руху крупних частинок і рівняння Пуассона [175]. Магнітне поле МФС на осі симетрії задається поліноміальною функцією, а компоненти поля в точках простору обчислюються за допомогою рішення задачі Коші рівняння Лапласа [175]. Результати траєкторного аналізу електронного пучка з напругою 3кВ та струмом 150мА, що транспортується в однорідному магнітному полі 0,42Тл, зображені на рис. 2.3. Модель клинотрона для траєкторного аналізу руху щільного стрічкового пучка представлена на рис. 2.4. Результати моделювання продемонстрували зменшення амплітуди пульсацій пучка з 23мкм у магнітному полі 0,42Т до 10мкм

у полі 0,8Тл. Для порівняння висота ефективного шару ВЧ поля становить порядку 20мкм над поверхнею гребінки з періодом 100мкм на частоті 340 ГГц. Розподіл електростатичного поля в ЕОС клинотрона та профілі стрічкового пучка показано на рис. 2.5 та рис. 2.6.

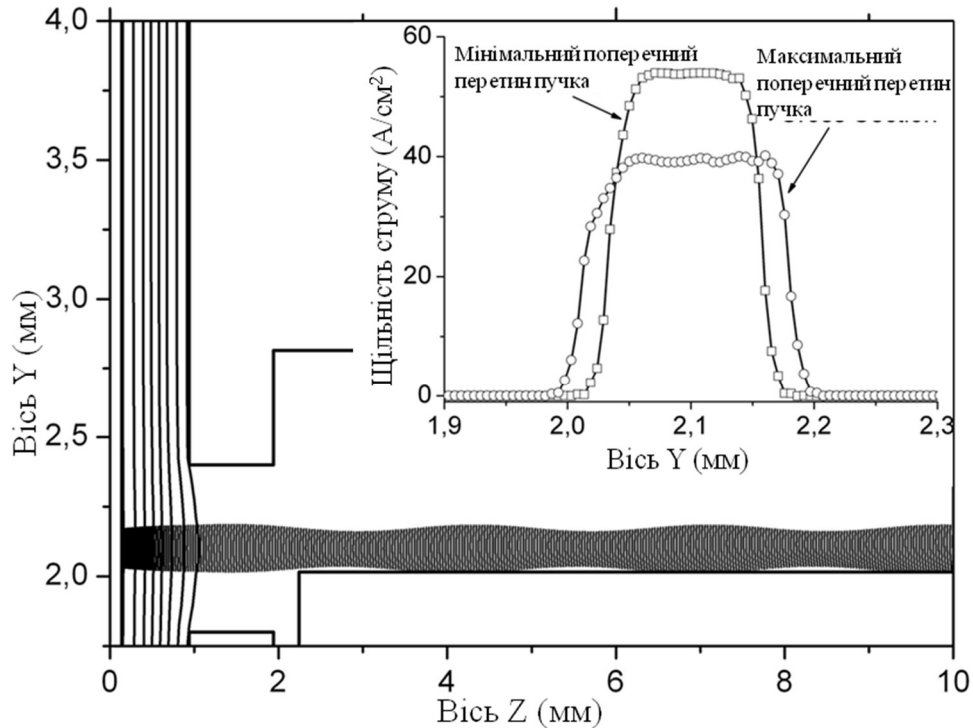


Рисунок 2.3 – Траєкторії руху електронного потоку у просторі взаємодії клинотрона. Вставка: щільність струму в перетині електронного потоку

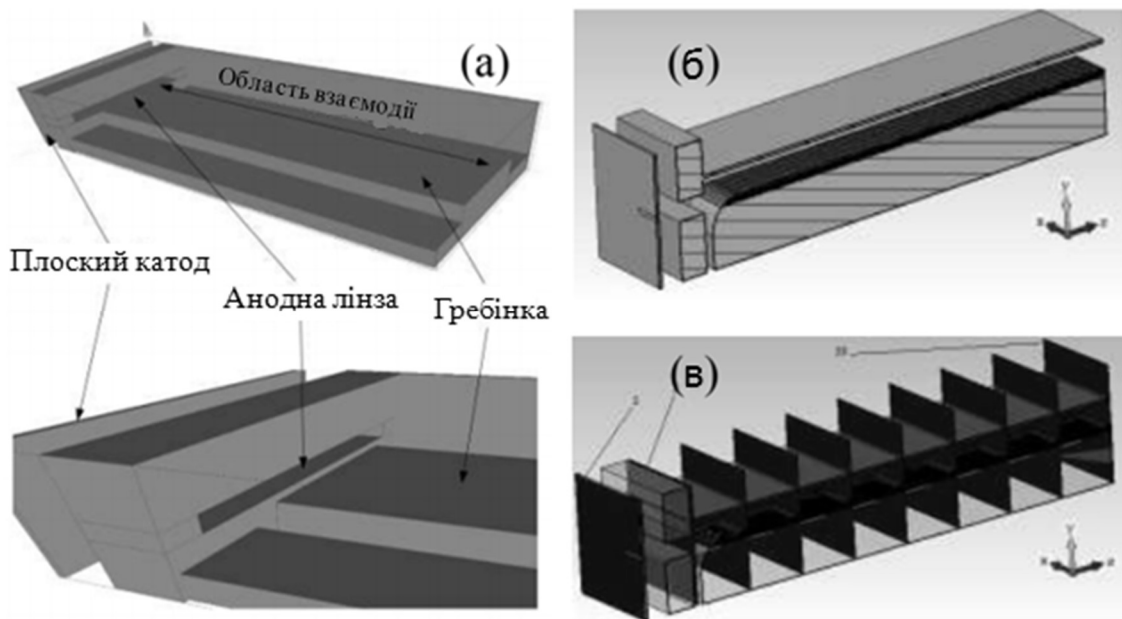


Рисунок 2.4 – Модель клинотрона для траєкторного аналізу руху пучка: геометрія системи (а, б) та розташування моніторів в моделі (в)

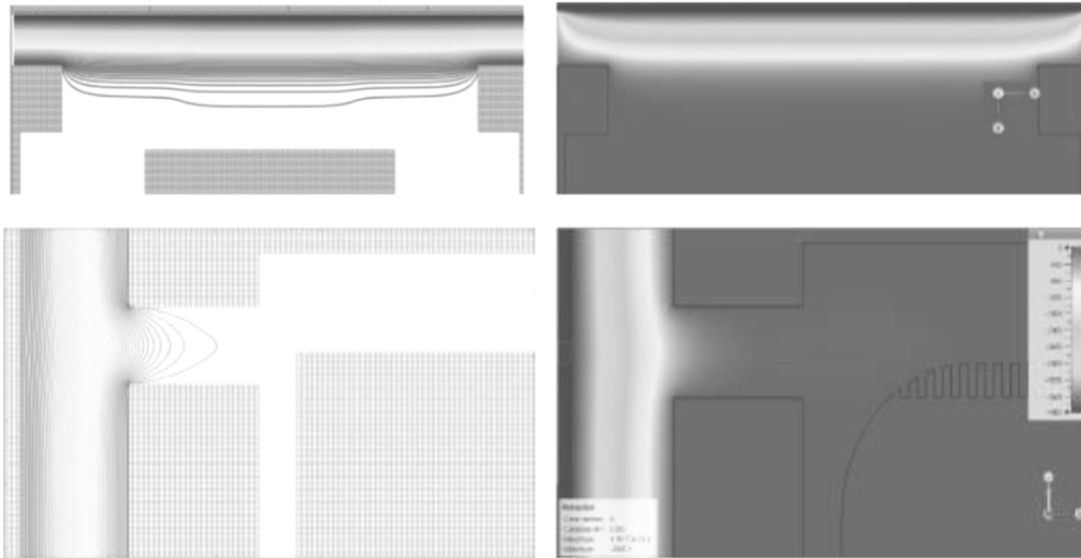


Рисунок 2.5 – Розподіл електростатичного поля в ЕОС клинотрона

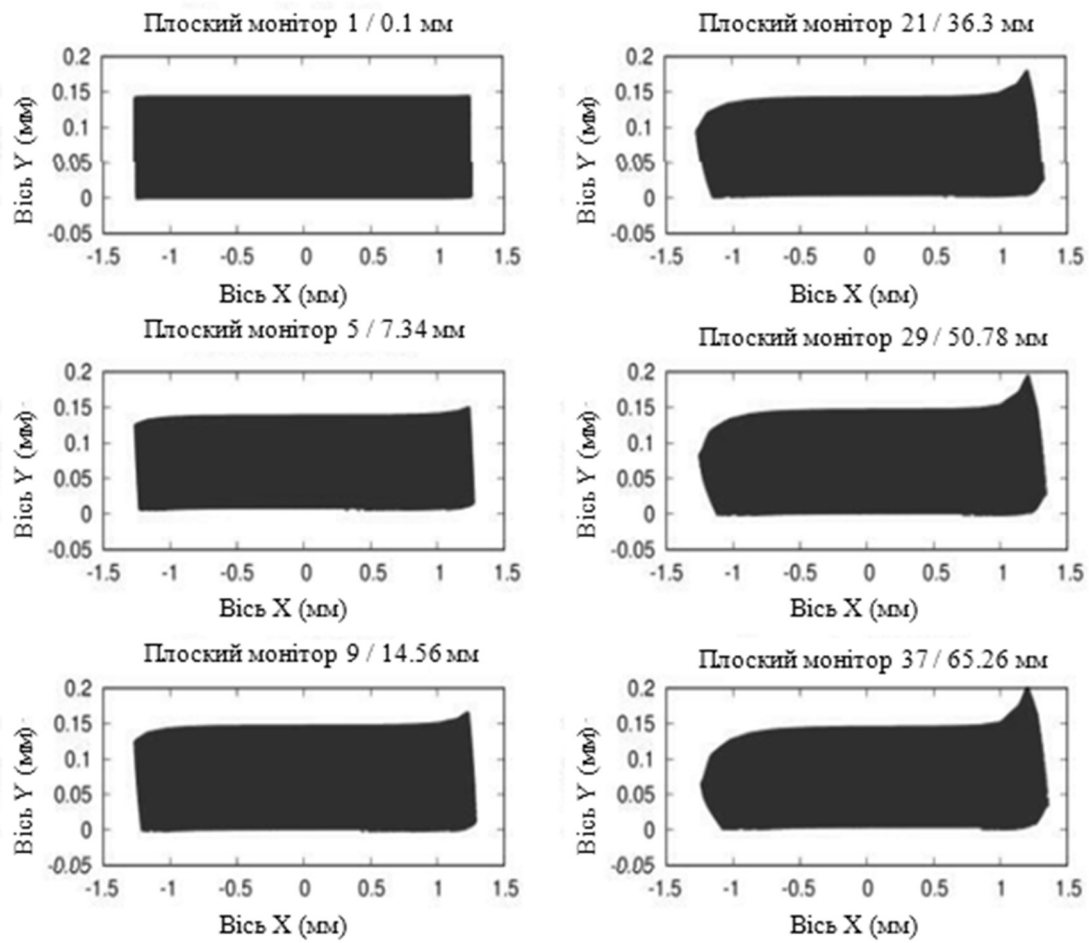


Рисунок 2.6 – Профілі стрічкового пучка з напругою 4кВ та струмом 140мА вздовж простору взаємодії у магнітному полі 1 Тл

Довжина простору взаємодії традиційних клинотронів становить 15мм що разом ЕОС не перевищують 18мм. Моделюванням продемонструвало незначний вплив діокотронної нестійкості на параметри пучків клинотронів. На додаток до поперечного дрейфу анодна лінза забезпечує розкид швидкості електронів в пучку. Аналіз розкиду повздовжніх швидкостей завдяки дії анодної лінзи та сил просторового заряду представлено на рис. 2.7. У разі малих щільностей пучка, коли первіанс менше $0,1 \text{ мкА/В}^{3/2}$, розкид швидкостей складає 0,2%, що зумовлено впливом анодної лінзи. Первіанси клинотронів у робочих режимах складають $0,2\text{-}2 \text{ мкА/В}^{3/2}$, що відповідає розкиду 0,4-0,8%.

Електричний потенціал пучка в просторі взаємодії клинотрона зображено на рис. 2.8. Залежність розкиду повздовжніх швидкостей від магнітного поля МФС показано на рис. 2.9. Монітор $z=1,93\text{мм}$ розташовано в площині на поверхні анода. Розкид швидкостей електронів, що досліджено на моніторах в просторі взаємодії, змінювався незначно.

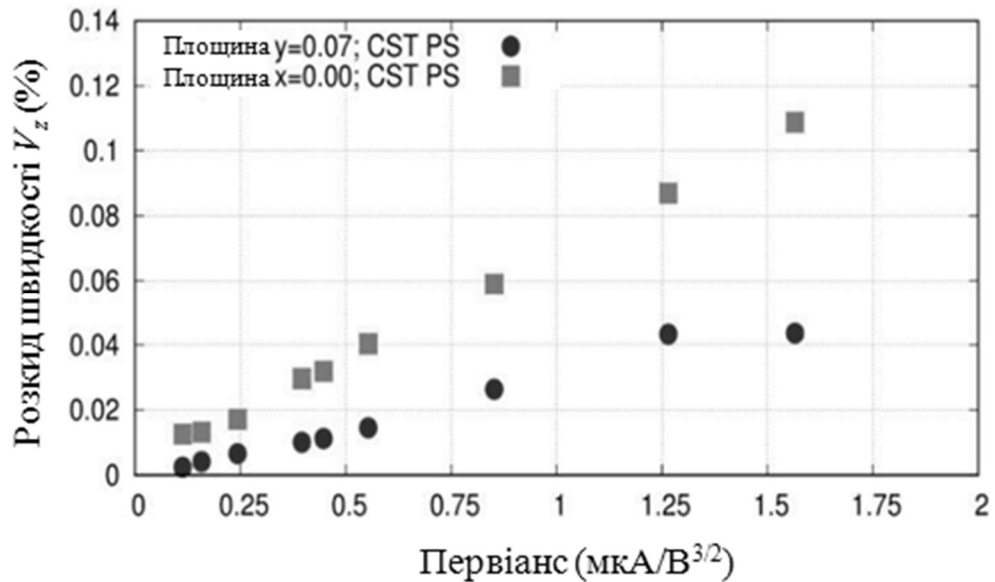


Рисунок 2.7 – Залежність розкиду повздовжніх швидкостей від первіансу пучка в магнітному полі 1Тл

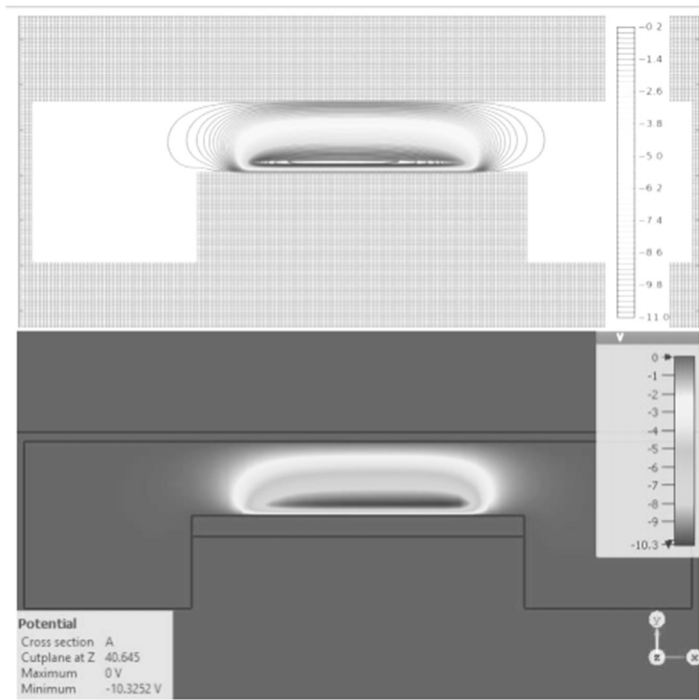


Рисунок 2.8 – Електричний потенціал пучка з напругою 4кВ та струмом 140 мА у магнітному полі 1Тл

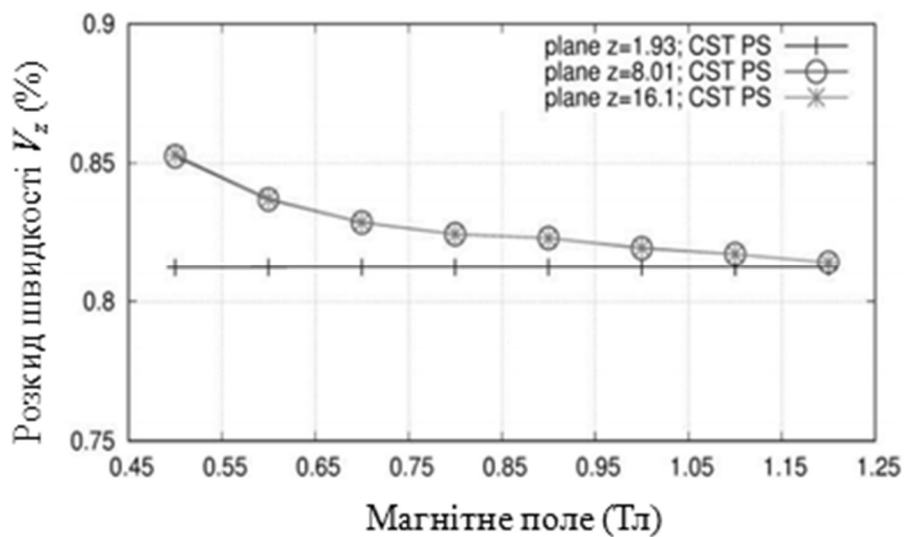


Рисунок 2.9 – Залежність розкиду поздовжніх швидкостей електронів пучка з первіансом $0,766 \text{ мкА/В}^{3/2}$ від магнітного поля МФС

2.3 Магнітні системи для формування та транспортування щільних стрічкових електронних потоків

Розробка МФС електронно-вакуумних приладів починається з визначення магнітної індукції, за якої пульсації поперечного перерізу електронного пучка не перевищують допустиму величину для обраного робочого діапазону частот. Допустима величина пульсацій визначається виходячи з товщини ефективного шару ($d_{\text{эф}}$) синхронної просторової гармоніки ВЧ поля. Під товщиною ефективного шару розуміється відстань від поверхні гребінки, на якому полі спадає в e раз. Інтенсивність ВЧ поля гармоніки зменшується від поверхні ЗС як

$$E_z(x) = A_0 e^{-\alpha x}, \quad (2.1)$$

де x – відстань від системи, A_0 – амплітуда ВЧ поля біля поверхні системи, α – коефіцієнт затухання ВЧ поля, що визначено як $\alpha = \sqrt{k_z^2 - (\omega/c)^2}$, де k_z – повздожне хвильове число, ω – циклічна частота, c – швидкість світла.

У разі недостатньої величини магнітного поля статичні неоднорідності пучка можуть бути порівнянні з величиною ефективного шару. У такому випадку для розгляду процесів взаємодії пучка з ВЧ полем вводять поняття збідненого шару. У ЛЗХ наявність збідненого шару призводить до збільшення пускових струмів і тим самим знижує ККД генератора. Одним з методів боротьби з впливом обідньої шару на вихідні характеристики генератора є нахил пучка до поверхні гребінки.

У разі стрічкового електронного потоку, що формується в ЕОС без магнітного екранування, величина пульсацій електронного потоку приблизно оцінюється наступним виразом [99]

$$r_n = 54,02 \times 10^{-8} \frac{I_0}{hB^2 \sqrt{U_0}}, \quad (2.2)$$

де B – індукція магнітного поля, I_0 – струм пучка, U_0 – напруга пучка, r_{Π} – радіус пульсацій граничного електрона пучка, h – ширина пучка. Цей вираз враховує вплив сил просторового заряду на траєкторію граничного електрона, але виключає вплив лінзових ефектів на швидкісного розкиду граничного електрона. На рис. 2.10 наведені значення радіуса пульсацій електронного потоку при різній величині індукції магнітного поля, а також ефективна товщина шару ВЧ поля -1 просторової гармоніки поверхневої хвилі, що збуджується в гребінці з періодом $l = 0,082$ мм, що застосована в 400ГГц клинотроні.

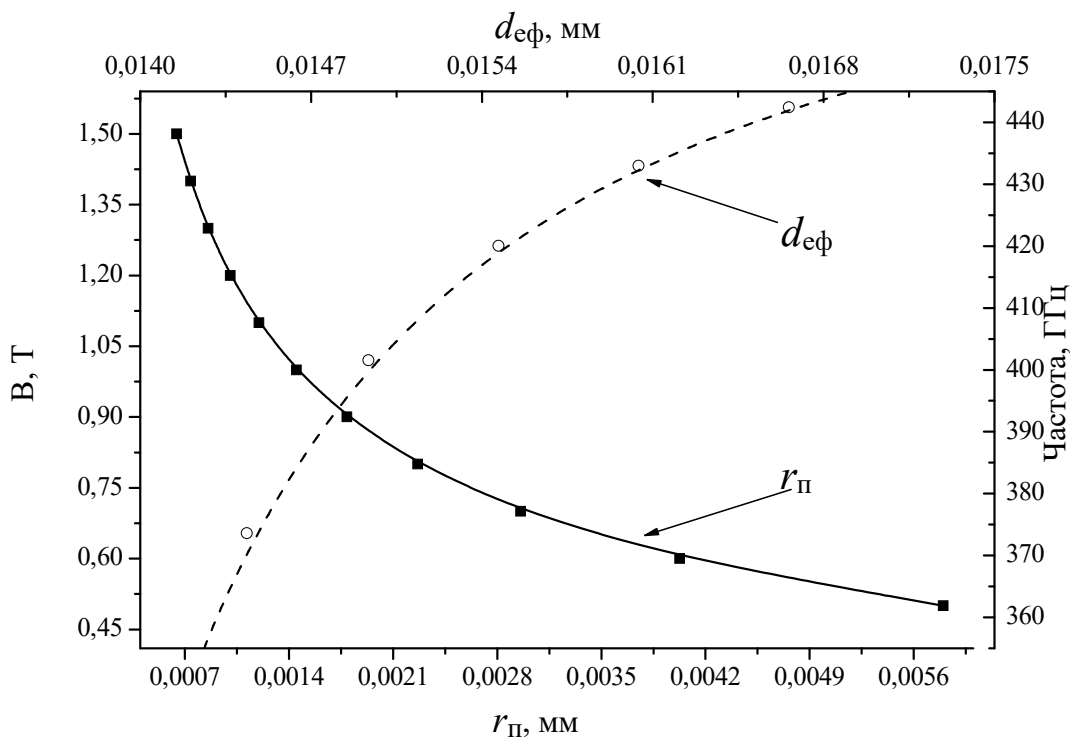


Рисунок 2.10 – Залежність ефективної товщини шару $d_{\text{эф}}$ ВЧ поля робочої просторової гармоніки від частоти; залежність величина пульсацій r_{Π} стрічкового електронного потоку від магнітного поля МФС

Розрахунок ефективної товщини $d_{\text{эф}}$ проводився на основі результатів, отриманих у розрахунку дисперсії. Збільшення товщини ефективного ВЧ поля $d_{\text{эф}}$ з ростом частоти пояснюється зменшенням значення поздовжнього хвильового числа k_z зі зростом напруги, що притаманне негативним гармонікам. З наведених залежностей випливає, що товщина ефективного шару ВЧ поля на

частоті 400ГГц складає 0,015мм. Таким чином, для забезпечення пульсацій електронного пучка в декілька разів менше, ніж ефективна товщина шару ВЧ поля, необхідно створити в зазорі системи магнітне поле індукцією більше 1Т. В реальному електронно-вакуумному приладі пульсації електронного потоку будуть перевершувати розрахункові параметри внаслідок впливу лінзових ефектів, теплових розкидів швидкостей і т.п.

2.3.1 Моделювання полів магнітних систем клинотронів

В якості магнітотвердого матеріалу МФС передбачається використання сплаву неодиму з залізом і бором (Nd-Fe-B). Сплав Nd-Fe-B має залишкову намагніченість 11,3кГс і коерцитивну силу 836кА/м. Вибір даного сплаву обумовлений більш високими енергетичними характеристиками, підвищеною об'ємною однорідністю властивостей і більш низькою вартістю в порівнянні з магнітами зі сплавів самарій-кобальт (Sm-Co) [176-178]. Визначення структури магнітного поля в робочій області МФС проводилося в кодї Poisson SuperFish [179]. Даний код призначений для чисельного моделювання статичних магнітних полів в різних системах. Використання коду Pandira solver дозволяє розраховувати в двовимірному наближенні магнітостатичного поля з припущенням, що досліджувана система володіє циліндричної симетрією. Pandira solver використовує прямий метод звернення матриці для чисельного рішення рівнянь Максвелла

$$\begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\mu_0} \begin{pmatrix} \gamma_{xx} & \gamma_{xy} \\ \gamma_{xy} & \gamma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} H_{cx} \\ H_{cy} \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

де $\vec{\gamma}$ - тензор магнітного опору, H_c - магнітне поле, коли $B = 0$.

В якості найпростішої системи розглядаються дві шайби з магнітотвердого матеріалу діаметром 60мм і товщиною 15мм, розташовані на відстані 34мм одна від одної. Чорними стрілками показана орієнтація вектору намагніченості.

Магнітні полюси утримуються на заданій відстані за допомогою конструкції, що виготовлене з технологічно чистого заліза. Розподіл силових ліній і розподіл індукції магнітного поля в такій системі наведено на рис. 2.11.

Мінімальна напруженість поля в зазорі системи з двох шайб складає близько 3600 Гс, що є достатнім для клинотронів мм діапазону. Розрахункова маса системи становить близько 1 кг, що в 10 разів менше ніж МФС виготовлена зі сталі марки ЮНДК. Подальше збільшення кількості магнітного матеріалу в такій системі призводить до незначного зростання індукції магнітного поля. Для збільшення однорідності і величини поля в магнітному зазорі, розглядаються МФС, що складаються з кільцевих циліндричних сегментів.

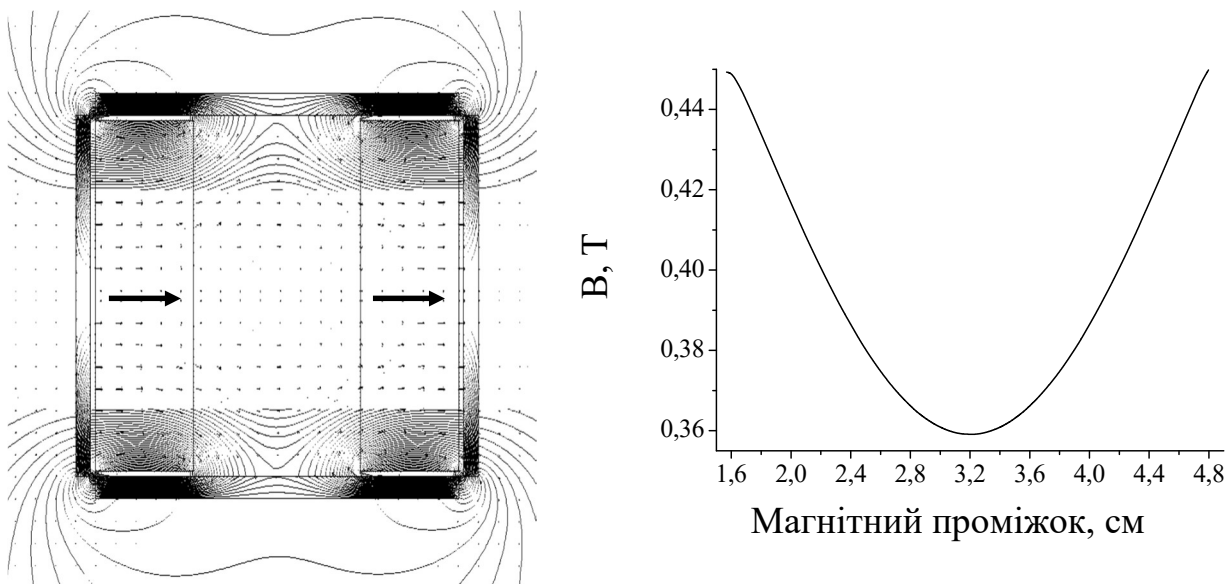


Рисунок – 2.11 Схема магнітної системи та розподіл індукції магнітного поля в проміжку МФС

Така система складається з двох магнітних полюсів, що розміщено в залізу обойму (рис. 2.12). Кожен полюс складається з двох магнітів: центрального, коли вектор намагніченості спрямований уздовж осі системи, і радіально намагніченого магніту. Розрахункова маса системи становить 5 кг. Як видно з рис. 2.12, в 35мм зазорі МФС магнітне поле складає 0,93Т. Магнітні властивості реальних магнітотвердих сегментів можуть мати розкид в значеннях близько 10 - 15%.

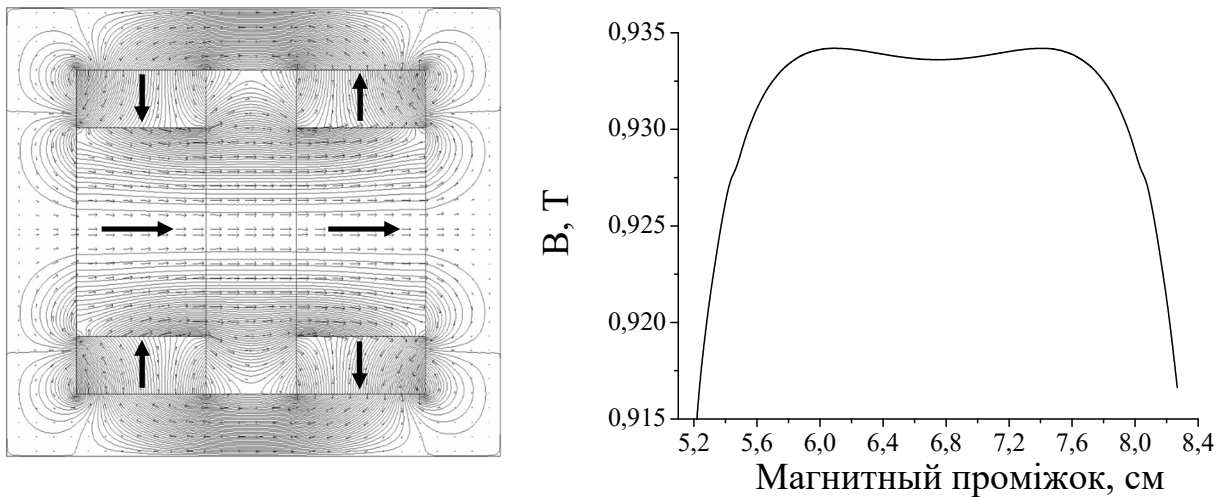


Рисунок 2.12 – Схема магнітної системи із кільцевих циліндричних сегментів та розподіл індукції магнітного поля в проміжку МФС

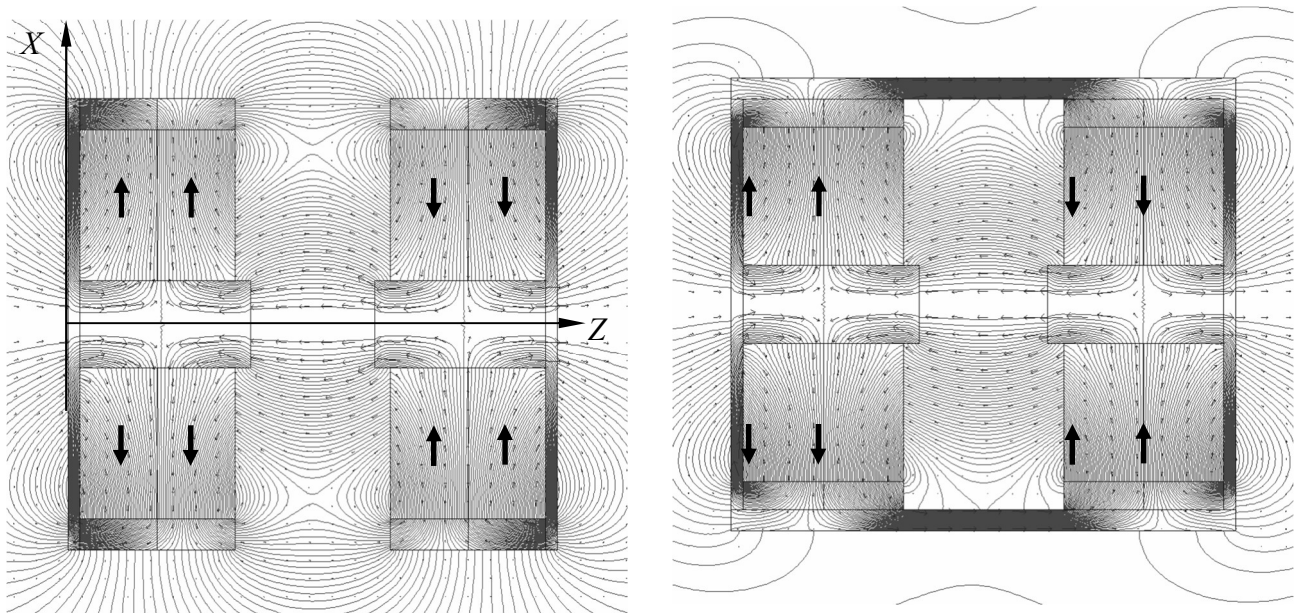


Рисунок 2.13 – Розподіл вектору індукції магнітного поля МФС у магнітному зазорі 32 мм без магнітопроводу (зліва) і з магнітопроводом (праворуч)

Тому з метою зменшення впливу об'ємної неоднорідності властивостей магнітотвердого матеріалу на структуру поля в робочому зазорі пропонується застосування полюсів з магнітом'якого матеріалу (технічно чисте залізо Армко). Часткове екранування магнітних систем зовнішнім магнітопроводом зменшує величину власних полів розсіювання, і вплив інших зовнішніх магнітних полів

на поле в робочому зазорі. Для практичної реалізації такої системи необхідна наявність обмежувачів між полюсами. Для утримання магнітних полюсів на потрібній відстані і збільшення індукції магнітного поля в зазорі було зроблено 8 обмежувачів з технічного чистого заліза, які також є елементами конструкції. Так як код Superfish дозволяє розглядати тільки 2D системи і системи з циліндричної симетрією, то для оцінки впливу обмежувачів на розподіл магнітного поля в зазорі системи проводилося порівняння результатів моделювання полів МФС з обмежувачами і без них. Загальний вигляд магнітної системи і розподіл індукції магнітного поля показано на рис. 2.13.

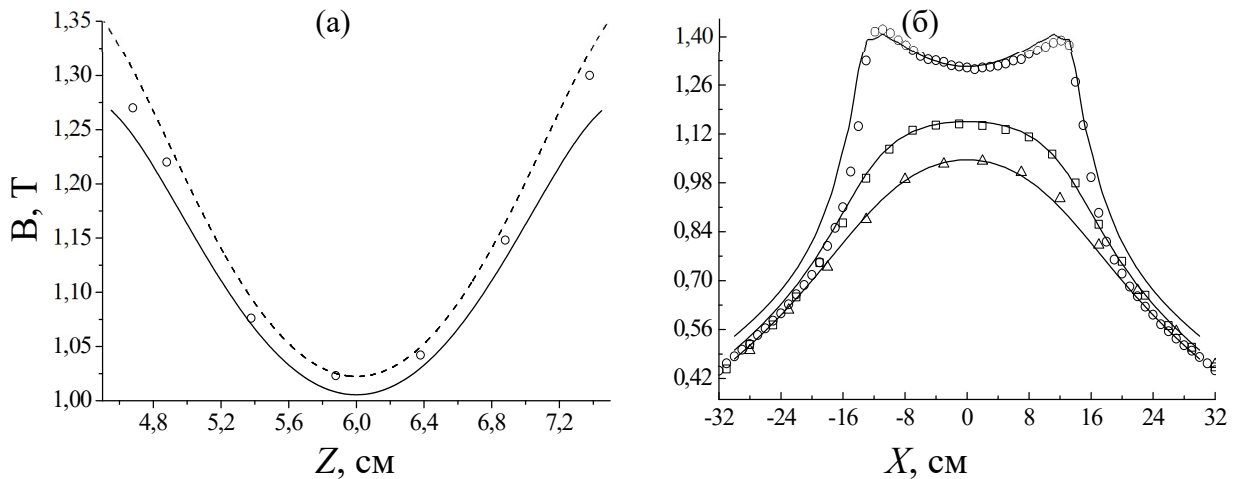


Рисунок 2.14 – Розподіл поздовжньої компоненти індукції магнітного поля уздовж осі (а) та в зазорі МФС (б): з обмежувачами (- - -), без обмежувачей (—); чисельне моделювання (—) й експериментальні вимірювання (точки)

Як видно з результатів моделювання застосування магнітопроводу дозволяє істотно зменшити власні поля розсіювання магнітної системи і підвищити напруженість магнітного поля в робочому зазорі. Порівняння результатів розрахунків і експериментальних досліджень (рис. 2.14) показують, що на невеликій відстані від осі МФС уздовж радіального напрямку, поздовжня компонента вектору індукції магнітного поля слабо неоднорідна (не більше 0,45% в області діаметром 4мм).

2.3.2 Аналіз транспортування електронного потоку в слабо-неоднорідному магнітному полі

Характер транспортування електронного потоку в заданих електричних і магнітних полях оцінюється за його профілем, який можна отримати в результаті визначення траєкторій руху окремих електронів по всій товщині пучка. Слід зазначити, що подібний вигляд траєкторій окремих електронів також використовувався в роботах [180, 181] для дослідження впливу величини однорідного магнітного поля і магнітного поля з неоднорідністю на перехідні і стаціонарні режими ГДВ. Вплив ефекту анодної лінзи на транспортування пучка потребує введення значення початкових поперечних швидкостей, що задаються кутом вльоту електронів пучка в магнітне поле – α (рис. 2.15).

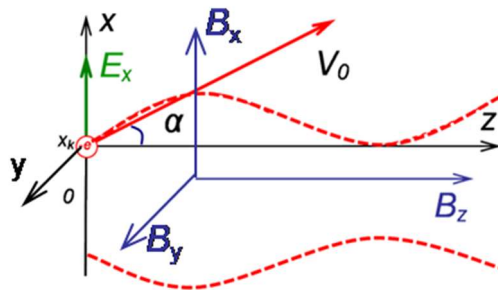


Рисунок 2.15 – Профіль пульсуючого стрічкового потоку

Знаходження розподілу магнітного поля в робочому зазорі МФС є першим етапом вирішення завдань про рух граничного електронів. Розподіл магнітного поля задається у вигляді функції векторів напруженості магнітної індукції від координат.

Вище було показано відповідність експериментальних вимірювань індукції магнітного поля в зазорі реальної МФС результатами, отриманими при моделюванні МФС в коді Poisson Superfish. Таким чином, результати моделювання дозволяють визначити залежності поздовжньої і поперечної компоненти індукції фокусируючого магнітного поля від координат. На

рис. 2.16 наведено розподіл поперечної компоненти індукції магнітного поля уздовж осі системи при різному зміщенні вздовж осі X , отримані при моделюванні системи.

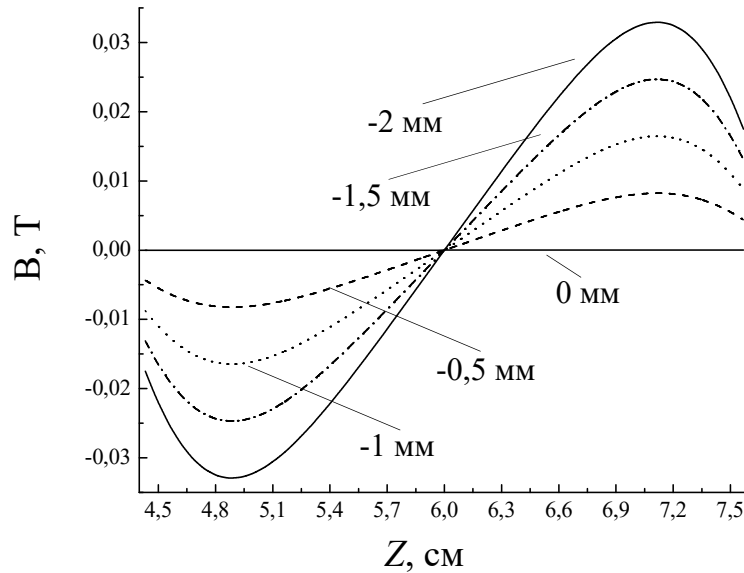


Рисунок 2.16 – Розподіл поперечної компоненти індукції магнітного поля в зазорі МФС при різному зміщенні від осі симетрії системи

Закон зміни поздовжньої і поперечної компонент індукції магнітного поля представлено шляхом апроксимації даних залежностей у вигляді поліноміальних функцій четвертого п'ятого порядків

$$B_z(z) = -2,2537 \cdot 10^6 \cdot z^4 + 5,5134 \cdot 10^5 \cdot z^3 - 4,8682 \cdot 10^4 \cdot z^2 + 1,8302 \cdot 10^3 \cdot z - 23,414$$

$$B_x(x, z) = (-2x - \operatorname{tg}(\alpha)(60 - z)) \cdot (-7,973826 \cdot 10^{-9} \cdot z^5 + 2,392147605 \cdot 10^{-6} \cdot z^4 - 2,87929689657 \cdot 10^{-4} \cdot z^3 + 1,7380419102545 \cdot 10^{-2} \cdot z^2 - 0,525153561759929 \cdot z + 6,33073170538168)$$

Результати розрахунків траєкторного аналізу порівнювалися з результатами траєкторного аналізу електронного потоку в моделі системи формування клинотрона, проведеними в коді CST Particle Studio. Даний код

дозволяє ітеративно розраховувати траєкторії заряджених частинок в електростатичному полі з урахуванням впливу просторового заряду, розкидів швидкостей і лінзових ефектів шляхом розв'язання рівнянь руху, безперервності і рівняння Пуассона.

На рис. 2.17 наведені траєкторії граничного електрона і осьового електрона пучка, що рухається уздовж осі МФС. В даному випадку відсутні нахил осі генератора до осі МФС, а також осідання електронів на поверхню ЗС, що дозволяє враховувати вплив сил просторового заряду на траєкторію граничного електрона.

На рис. 2.17 також зображено профіль електронного потоку, розрахований в кодї CST PS. Також показано розподіл поздовжньої компоненти індукції магнітного поля уздовж електродинамічної системи від катода до колектора. Як видно, поперечна компонента індукції магнітного поля призводить до розширення профілю електронного потоку. Неоднорідність поздовжньої компоненти індукції магнітного поля призводить до зміни радіуса і періоду пульсацій.

Максимальний радіус пульсацій електронного пучка менше товщини ефективного шару ВЧ поля сповільненій хвилі. Дана величина пульсацій буде зберігатися при налаштуванні положення генератора в області діаметром 4 мм навколо осі МФС.

Урахування дії сил просторового заряду на траєкторію граничного електрона дозволяє визначити знос електрона по ширині пучка, який складає близько 40 мкм на довжині 18 мм. Таким чином, електронний потік є замагніченим при транспортуванні в даному магнітному полі. Зроблене припущення дозволяє застосувати описаний метод розрахунку траєкторій електронів для визначення профілю електронного потоку в клинотронному режимі. В такому випадку не враховується вплив просторового заряду, величина якого змінюється по довжині електродинамічної системи в результаті осідання електронів на поверхню гребінки.

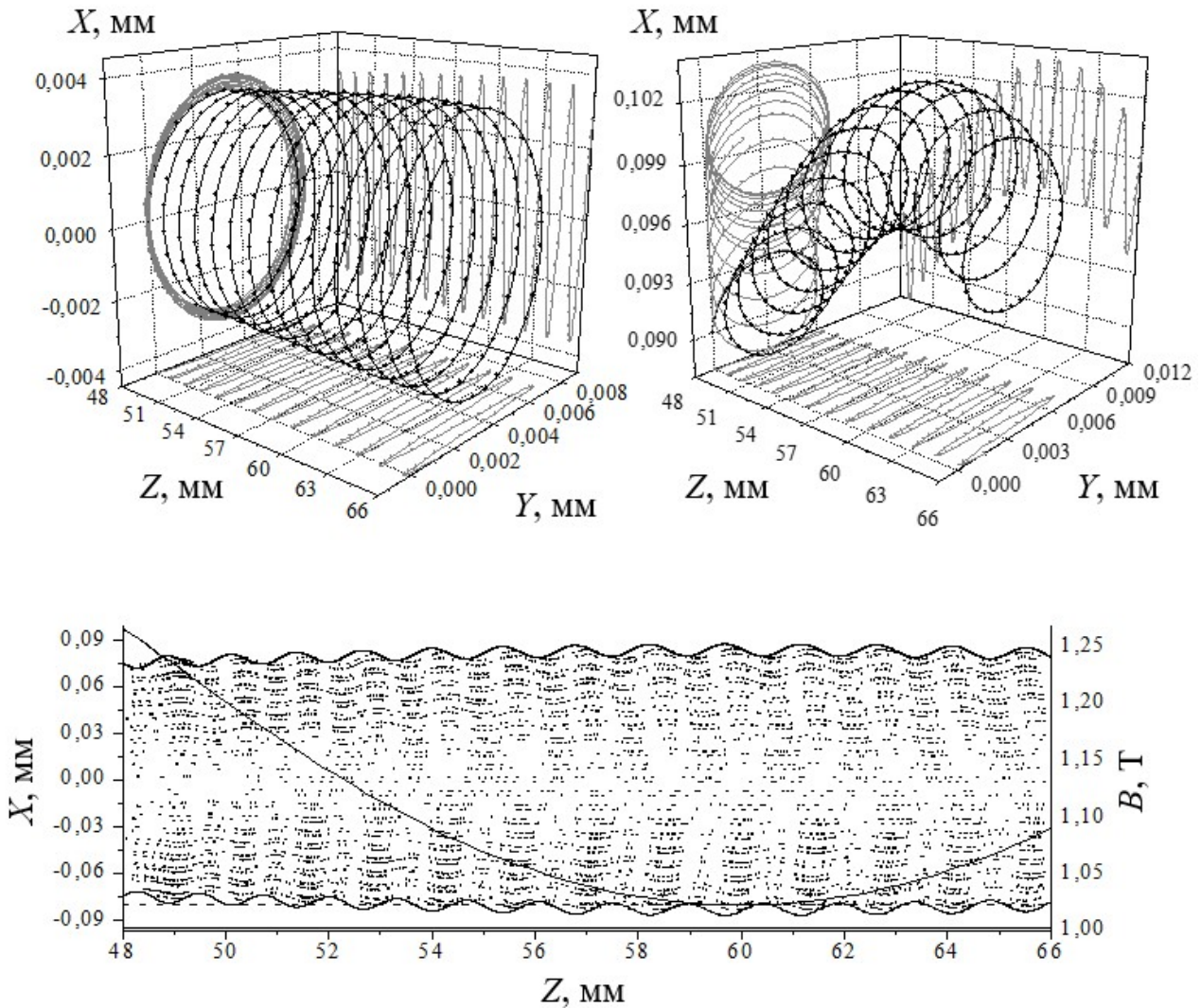


Рисунок 2.17 – Траєкторія осьового електрона і граничного електрона пучка, а також профіль пучка в заданому магнітному полі ($U_a = 5$ кВ, $I = 200$ мА)

2.3.3 Вплив поперечної компоненти індукції магнітного поля на транспортування стрічкового електронного пучка

Експериментально відомо, що для клинотронов субММ діапазону максимум вихідної потужності спостерігається в області слабо неоднорідного магнітного поля [99, 182, 183]. У такому положенні силові лінії магнітного поля представляються вигнутими до поверхні гребінки. Довжина прольоту електрона вздовж таких силових ліній збільшується, що в свою чергу знижує стартові

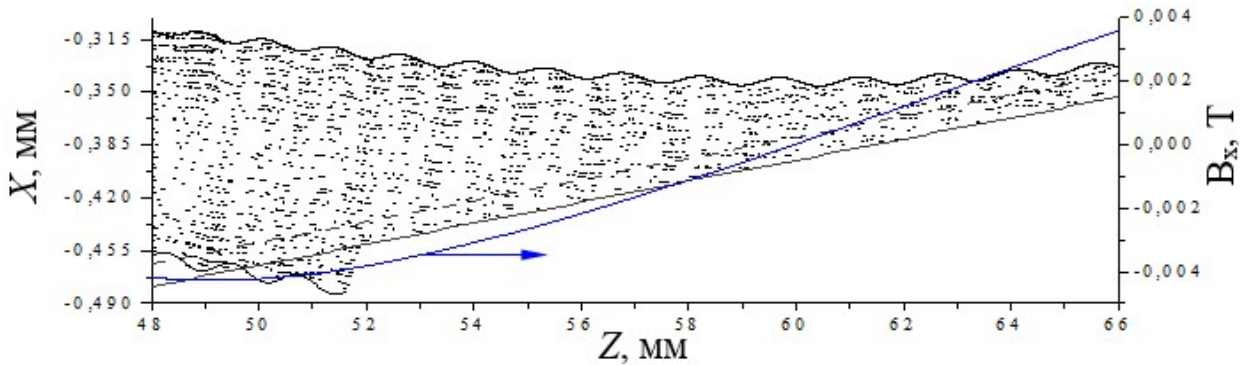
струми і веде до підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії. В силу того, що неоднорідність магнітного поля досить незначна, виміряти її практично неможливо. У ранніх експериментальних роботах [182], ступінь неоднорідності магнітного поля визначалася побічно - за величиною зміщення приладу від осі магніту.

Сучасні коди дозволяють досить точно визначити ступінь неоднорідності поля в зазорі МФС. Наведені вище результати моделювання МФС показують, що в області діаметром 4 мм навколо осі МФС, неоднорідність магнітного поля може досягати значень $B_{\perp}/B_{\parallel} = 0,027$. На відміну від поздовжніх компонент, поперечні компоненти поля швидше змінюються на відстані від осі МФС. Характер кривизни силових ліній магнітного поля в зазорі МФС буде істотно змінювати навіть невелике зміщення від осі системи.

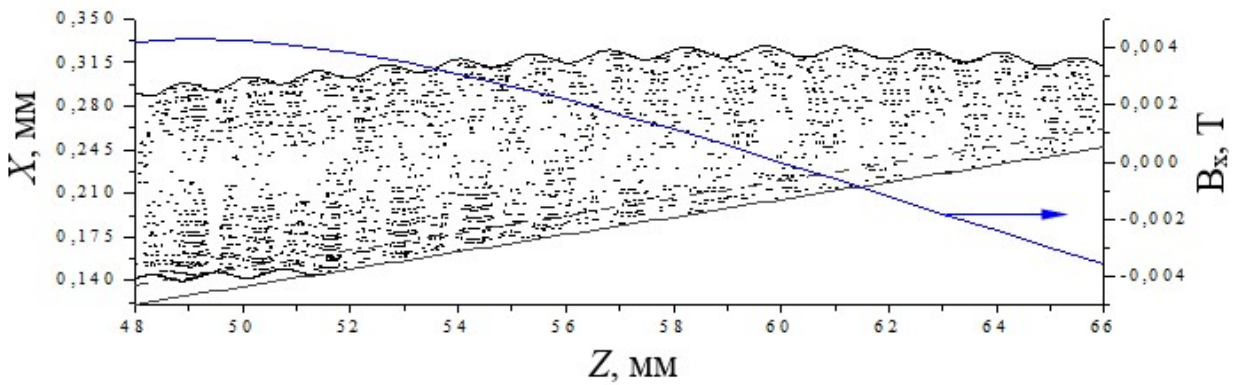
Для оцінки впливу поперечної компоненти індукції магнітного поля на транспортування електронного потоку проведено чисельне моделювання профілю пучка при різному зміщенні Δ та куті нахилу осі генератора α до осі МФС. Моделювання проводилося за допомогою описаного вище методу розрахунку траєкторій електрона в магнітному полі. Перевірка результатів розрахунку вироблялося методами прямого чисельного моделювання за допомогою коду CST Particle Studio. На рис. 2.18 наведені результати чисельного моделювання для декількох позицій генератора в області неоднорідного магнітного поля. Отримані результати порівнюються з розрахунками, проведеними для цієї ж геометрії простору взаємодії за умови однорідного магнітного поля з індукцією 1,1Т. В розрахунках передбачається, що величина прицільної відстані поверхні емітера по відношенню до площини гребінки відповідає реальним значенням клинотронов субмм діапазону.

На рис. 2.18 видно, що зміщення генератора в область неоднорідного поля призводить до викривлення профілю електронного потоку. У положенні, коли силові лінії магнітного поля є вигнутими до поверхні гребінки (рис. 2.18 а), спостерігається значне осідання електронів на першій ламелі гребінки. В даному випадку зменшення Δ призводить до зниження як кількості електронів, що

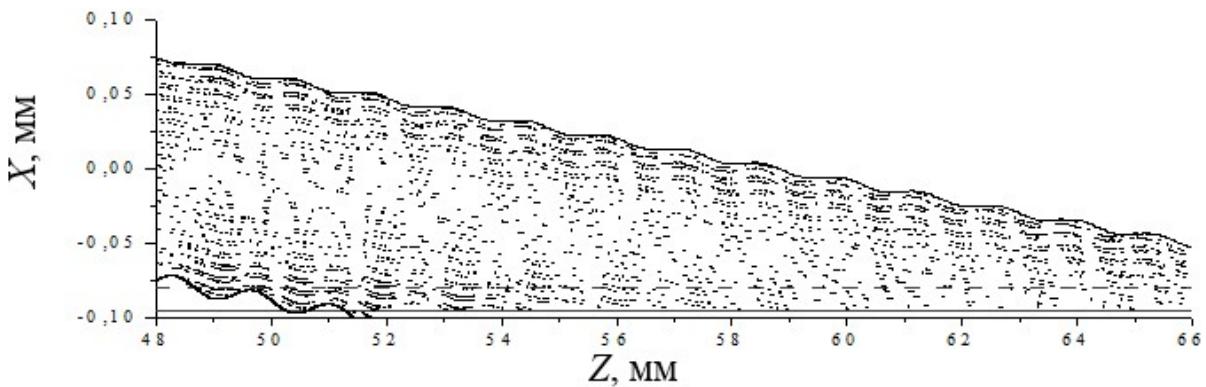
потрапляють на першу ламель, так і електронів, що потрапляють в ефективний шар ВЧ поля.



(a)



(б)



(в)

Рисунок 2.18 – Профіль електронного потоку в неоднорідному магнітному полі коли $\Delta = -0,3$, $\alpha = 0,4^\circ$ (а); $\Delta = 0,3$, $\alpha = 0,4^\circ$ (б); та однорідному магнітному полі коли $\alpha = 0,4^\circ$ (в) (суцільна пряма – поверхня гребінки, штрихова пряма - межа ефективного шару ВЧ поля)

Коли силові лінії магнітного поля вигнуті від поверхні гребінки (рис. 2.18 б), вибором зміщення Δ і куту нахилу α , можна домогтися потрапляння максимальної кількості електронів в ефективний шар ВЧ поля.

У разі однорідного магнітного поля (рис. 2.18 в) і заданій прицільній відстані, нахил генератора в магнітному полі не забезпечує потрапляння всього електронного потоку в ефективний шар. Спостерігається осідання електронів як на першу ламель гребінки, так і на колектор. Таким чином, оптимальним є положення генератора, коли силові лінії магнітного поля вигнуті від поверхні сповільнює системи. Для оцінки ефективності взаємодії електронного потоку з ВЧ полем визначається величина електричного струму, що потрапляє в ефективний ВЧ шар товщиною d при різних значеннях зсуву Δ . Товщина шару d дорівнює 0,014 мм. Крім того, визначається довжина простору, в якому відбувається електронно-хвильова взаємодія.

На рис. 2.19 наведені значення величини ефективного струму від кута нахилу α для кількох значень зсуву в область неоднорідного магнітного поля. При зміщенні в область неоднорідного магнітного поля максимум ефективного струму пучка зміщується в бік більших кутів аж до $0,7^\circ$. Максимум струму, який бере участь у взаємодії з полем електродинамічної системи, спостерігається при значеннях $\Delta=0,6-0,75$ мм і $\alpha=0,6^\circ-0,7^\circ$. Довжина прольоту електронним пучком простору взаємодії $L_{\text{эф}}$ в залежності від кута нахилу α , наведена на рис. 2.20.

Таким чином, зсув осі генератора в область слабо неоднорідного магнітного поля ($B_{\perp}/B_{\parallel} = 0,012$) обумовлює збільшення довжини простору взаємодії на відміну від роботи в однорідному полі.

На рис. 2.21 показано профіль електронного потоку, що відповідає оптимальному положенню генератора в однорідному і неоднорідному магнітних полях. Наведені траєкторії дозволяють визначити довжину прольоту одиничного електронного шару L_i у ВЧ полі.

Дана величина характеризує час, протягом якого електрон може віддавати свою енергію електромагнітної хвилі. Отже, L_i може характеризувати ефективність взаємодії електронного пучка з ВЧ полем.

Крім того, експериментально і теоретично відомо [99], що довжина простору взаємодії впливає на значення пускових струмів як $\sim 1/L^3$. Значення ефективної довжини прольоту L_i одиничного електронного шару при різних зсувах і кутах нахилу щодо осі МФС в однорідному і слабо неоднорідному магнітному полі показано на рис. 2.22.

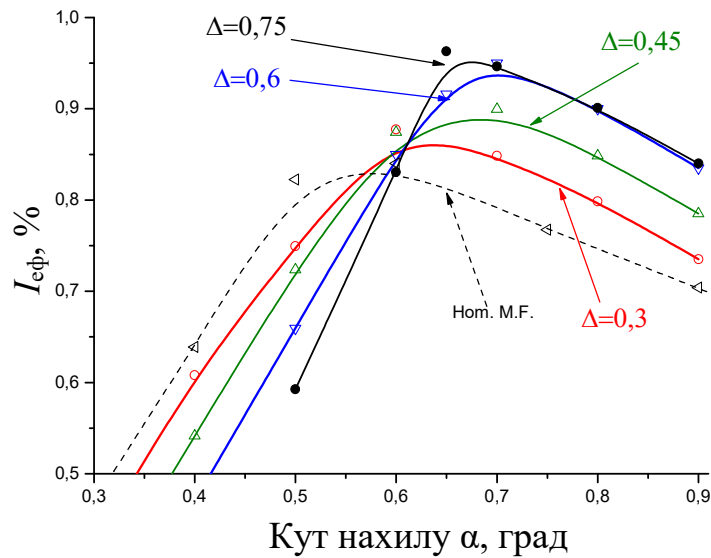


Рисунок 2.19 – Ефективний струм пучка при роботі в однорідному полі (---) і неоднорідному магнітному полі (—)

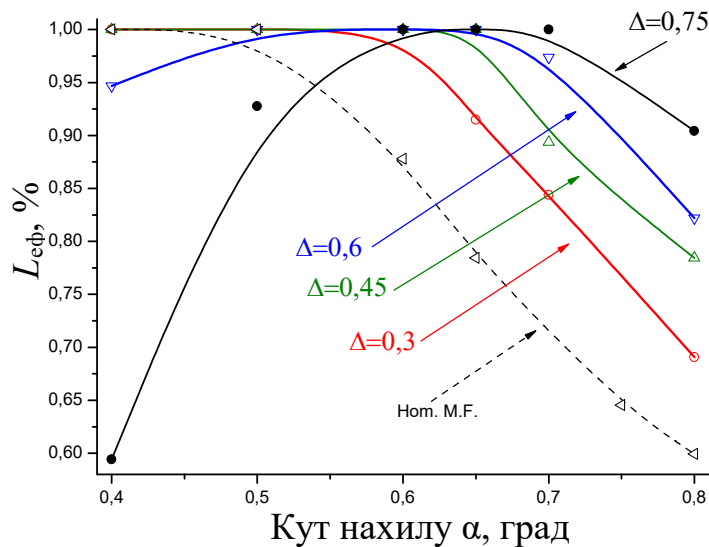


Рисунок 2.20 – Ефективна довжина прольоту пучка у полі поверхневої хвилі при роботі в однорідному полі (---) і неоднорідному магнітному полі (—)

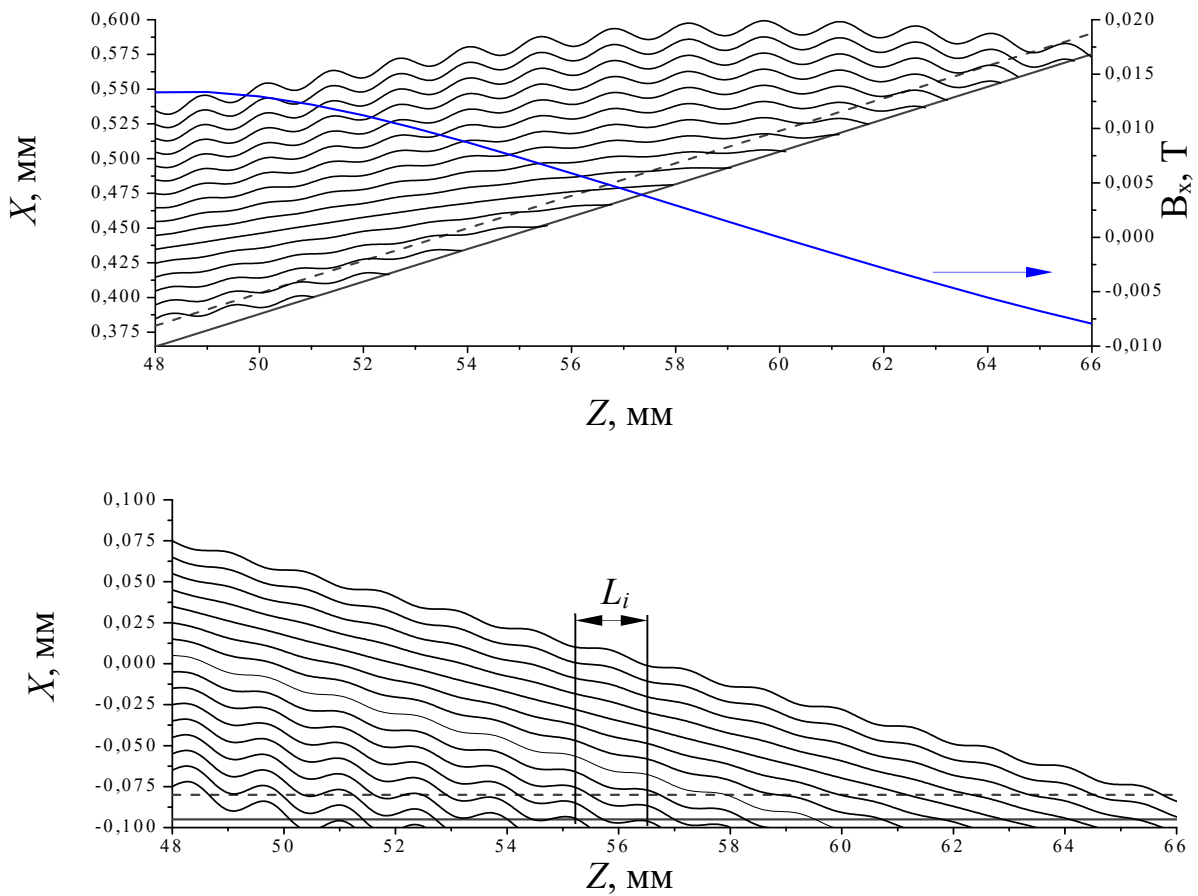


Рисунок 2.21 – Профіль пучка в неоднорідному полі при $\Delta = 0,75$ мм, $\alpha = 0,67^\circ$ (зверху); й однорідному полі при $\alpha = 0,5^\circ$ (внизу)

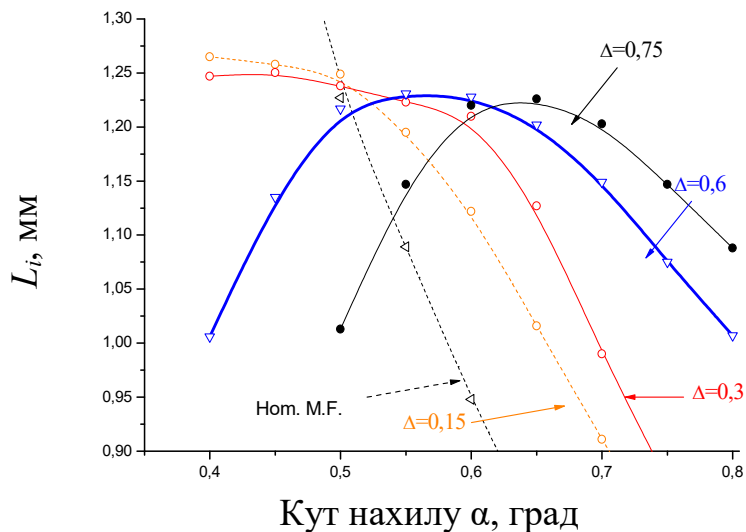


Рисунок 2.22 – Ефективна довжина прольоту L_i одиничного електронного шару вздовж простору взаємодії в однорідному і слабо неоднорідному магнітному полі

Наведений аналіз транспортування стрічкового електронного потоку в слабо неоднорідному магнітному полі показує, що робота генератора в умовах оптимальної неоднорідності може призводити до зниження стартових струмів, за рахунок збільшення довжини прольоту електронів в ВЧ поле і зростанню ККД генератора, за рахунок збільшення кількості електронів, що беруть участь у взаємодії.

2.4 Експериментальне дослідження клинотронів суб-мм діапазону з оптимізованими магнітними системами

2.4.1 Вибір геометричних параметрів систем, що сповільнюють рух хвилі, типу плоска гребінка та розрахунок пускових характеристик клинотронів

Розрахунок дисперсійної характеристики гребінки проводився електродинамічним методом часткових областей. Компонента ВЧ поля над гребінкою має вигляд [75]

$$E_y = \exp(ik_0 y) \sum_{r=-\infty}^{\infty} a_r \exp(iry2\pi/l) \exp(iq_r z) \quad (2.6)$$

де k_r та q_r – повздовжні та поперечні хвильові числа r -ої гармоніки поля, $k_0 = \omega/v_e$, l – період гребінки, a_r – амплітуда r -ої гармоніки поля. Дисперсійне рівняння та вирази для гармонічних амплітуд визначимо за допомогою метода перерозкладень [184]:

$$1 + ik \frac{d}{l} \tan(kh) \sum_{r=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin(k_r d/2)}{(k_r d/2)} \right)^2 \frac{1}{q_r} = 0 \quad (2.7)$$

$$a_r / a_0 = \frac{\sin(k_r d/2) / k_r d/2 \cdot \sinh(q_0 D)}{\sin(k_0 d/2) / k_0 d/2 \cdot \sinh(q_r D)} \quad (2.8)$$

де d, h – ширина та глибина резонатора гребінки, D – відстань між поверхнею гребінки й екраном. Експериментально відомо [99, 185] оптимальне значення зсуву фази на період гребінки l в діапазоні $0,28 \dots 0,3\pi$ для 400 ГГц клинотронів.

Розрахунки дисперсії електродинамічної системи 400 ГГц клинотрона проводилися як шляхом чисельного рішення дисперсійного рівняння (2.7), так і шляхом моделювання у кодах Poisson Superfish та CST MWS. Результати розрахунків дисперсійної характеристики плоскої гребінки з періодом 0,082 мм, глибиною 0,1 мм і заповненням 0,5 наведено на рис. 2.23.

З урахуванням відбиттів електричне поле запишемо сумою прямої та зворотної хвиль [186, 187]

$$\begin{aligned} \vec{E} = & C^+(y, t) \vec{E}_p(y, z, k) \exp(ik_0 y - i\omega t) + \\ & C^-(y, t) \vec{E}_{-p}(y, z, k) \exp(-ik_0 y - i\omega t) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Трансформація зворотної хвилі в пряму та навпаки:

$$\begin{aligned} C^+(0, t) &= R_1 C^-(0, t) \\ C^-(L, t) &= R_2 C^+(L, t) \exp(i2k_0 L) \end{aligned} \quad (2.10)$$

де R_1 і R_2 – коефіцієнти відбиття від початку та кінця гребінки.

Поширення прямої та зворотної хвиль підпорядковується нестационарним рівнянням [75]

$$\begin{aligned} v_{gr}^{-1} \frac{\partial C^-}{\partial t} - \frac{\partial C^-}{\partial y} + \gamma C^- &= \frac{2}{N_{-p} S} \int \vec{j}(t) \vec{E}_{-p}^* e^{i\omega t} dS \\ v_{gr}^{-1} \frac{\partial C^+}{\partial t} - \frac{\partial C^+}{\partial y} + \gamma C^+ &= 0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

де γ – стала згасання, v_{gr} – групова швидкість хвилі, E_p – поле, N_p – норма p моди [75]. Ефективність електронно-хвильової взаємодії залежить від спротиву зв'язку R_p :

$$R_p = \left| E_{y_p} \right|^2 / 2k_p P_p \quad (2.12)$$

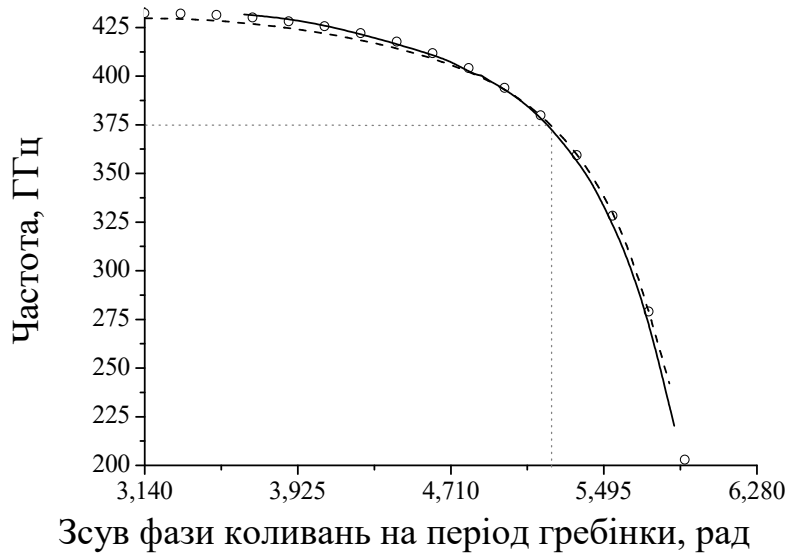


Рисунок 2.23 – Дисперсія -1 просторової гармоніки ВЧ поля: розрахунок за (2.7) (—), моделювання в Poisson Superfish (---), моделювання в CST MWS (○)

Результати розрахунків стартового струму, спротиву зв'язку та питомих втрат наведено на рис. 2.24. Мінімум стартового струму лежить в діапазоні частот 360 – 390 ГГц.

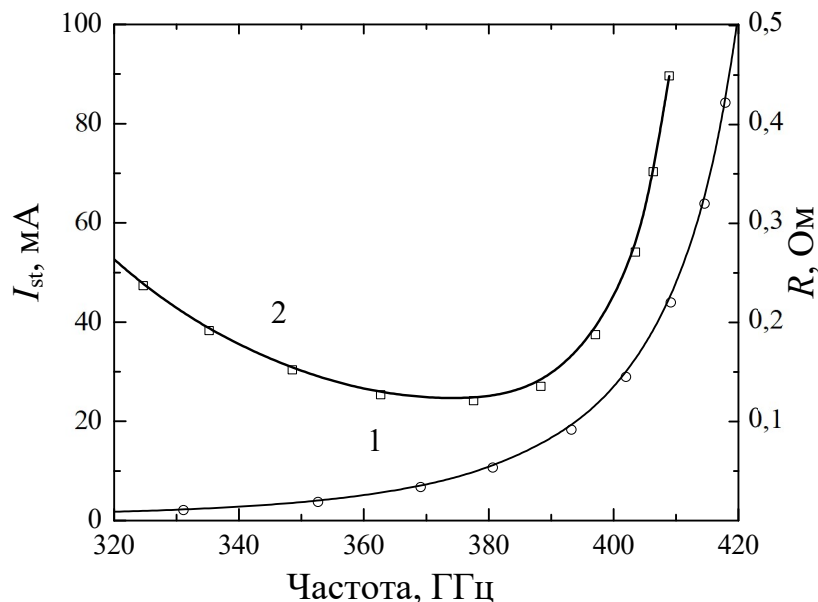


Рисунок 2.24 – Залежність спротиву зв'язку R (1) і величини стартового струму I_{st} (2) генератора в робочій смузі гребінки

2.4.2 Експериментальне дослідження клинотронів мм та субмм діапазонів з розробленими магнітними системами

На рис. 2.25 показано загальний вигляд клинотронів, пакетованих в розроблені МФС. Фокусування пучка здійснювалося в слабо неоднорідному магнітному полі МФС, що описано в попередньому параграфі.

300 ГГц клинотрон збуджувався в діапазоні напруг 3,8 – 5,4 кВ. У безперервному режимі живлення пусковий струм склав більше 68 мА у всьому робочому діапазоні, а значення робочого струму пучка – 100 до 160 мА. 400 ГГц клинотрон збуджувався в діапазоні напруг 2,6 – 4,6 кВ з такими параметрами струму та напруги розжарення: 1,3 – 1.5 А х 5 – 6,8 В. Робочий струм пучка був в діапазоні 130 – 195 мА. У разі роботи в електромагніті стартовий струм складав 79 мА, але в разі МФС мінімальне значення пускового струму склало лише 61 мА.

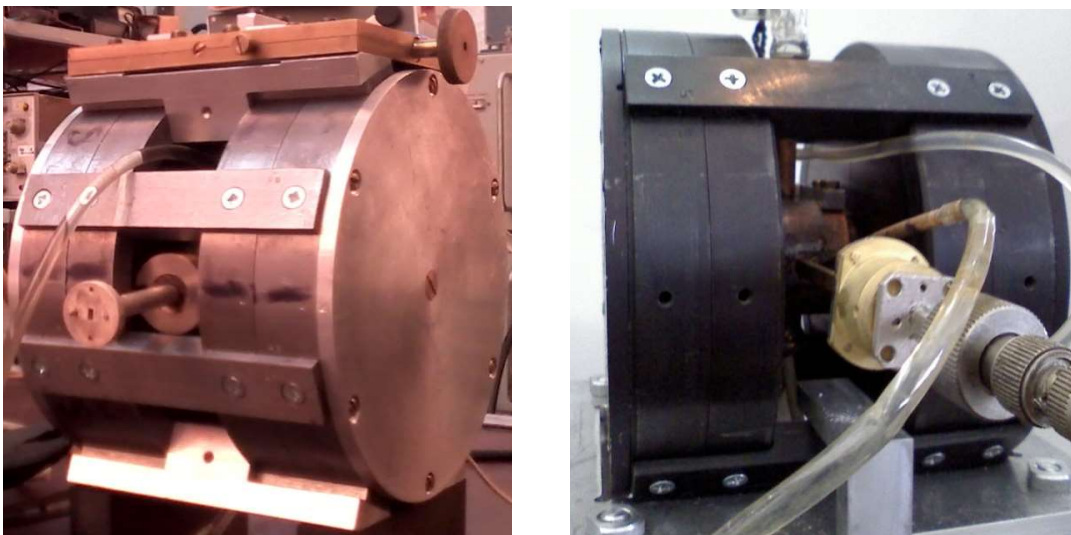


Рисунок 2.25 – Клинотрони 300 ГГц (зліва) і 400 ГГц (праворуч) діапазонів

Наступні зіставлення експериментальних даних і теоретичних розрахунків показало, що в разі 400 ГГц клинотрона експериментальні точки лягають вище теоретично розрахованої дисперсії для поверхневої хвилі з однією варіацією ВЧ

поля уздовж ламелі. Розрахунок дисперсії вищих типів коливань, з декількома варіаціями поля, показав, що точки, в яких спостерігається генерація коливань, найбільш точно відповідають коливанню з п'ятьма варіаціями поля по ширині гребінки (рис. 2.26). Таким чином, експериментально показана можливість збудження вищих типів коливань безпосередньо в області електронно-хвильової взаємодії, що може призводити до зниження ККД і вихідної потужності генератора. Крім того, збудженням коливань з п'ятьма варіаціями поля можна пояснити відносно великі стартові струми генератора, в порівнянні з результатами, отриманими в [188, 189].

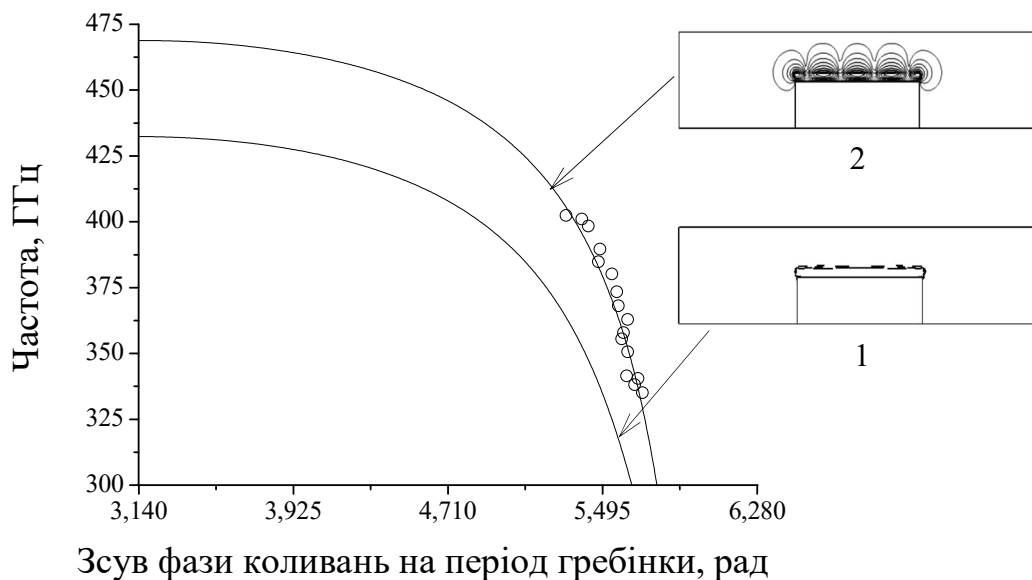


Рисунок 2.26 – Дисперсія -1 просторової гармоніки поверхневої хвилі 400 ГГц клинотрона з однією та п'ятьма варіаціями поля вздовж ламелі

Максимум вихідної потужності 400ГГц клинотрона лежить в діапазоні частот 370-387ГГц і становить близько 42мВт. В діапазоні близькому до 400ГГц значення потужності становить 20мВт. Для порівняння, вихідна потужність ЛОВ серії ОВ з робочим діапазоном частот 300-400ГГц, що працює в однорідному магнітному полі, не перевищує 5мВт [88, 190, 191]. Електронне перестроювання частоти 300ГГц клинотрона становить близько 15%, а 400ГГц клинотрона – порядку 20% (рис. 2.27).

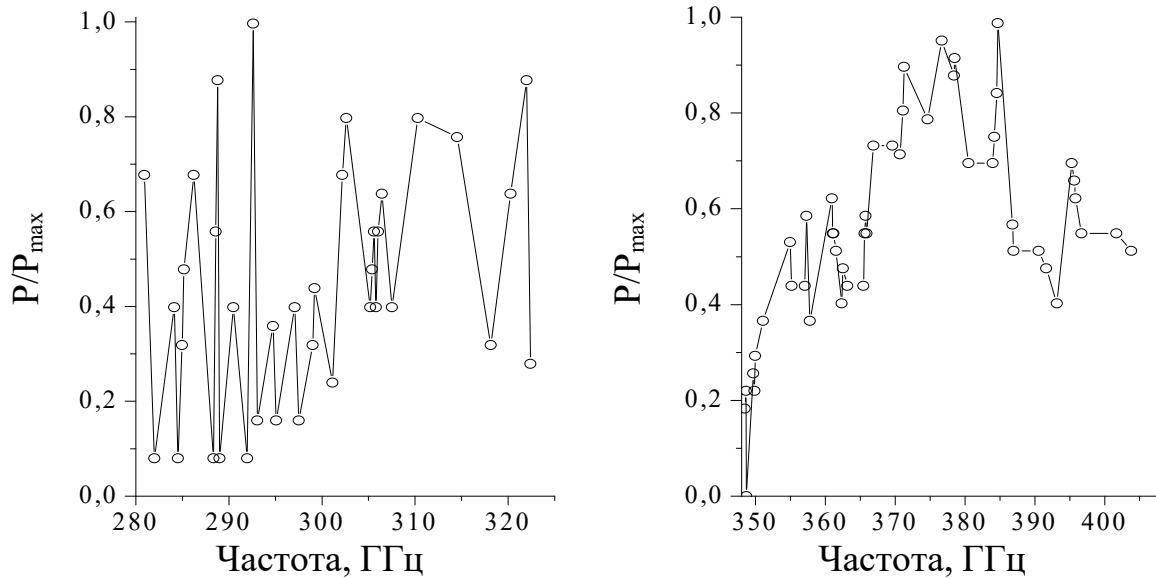


Рисунок 2.27 – Залежність вихідної потужності клинотронів 300 ГГц і 400 ГГц від частоти генерації

2.5 Підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії у клинотронах з профільованими за швидкістю електронними потоками

Схема ЕОС клинотрона, що генерує стрічковий пучок, показано на рис. 2.28 [192]. Траєкторний аналіз руху електронів проводився у діапазоні зсувів катода відносно осі анода $\Delta Y = \pm 0,2$ мм. Було отримано розподіл поздовжніх швидкостей електронів за товщиною пучка, що викликано впливом анодної лінзи. Траєкторний аналіз руху електронів стрічкового пучка у симетричній ЕОС показує, що розкид повздовжніх швидкостей за товщиною пучка є в межах $\Delta\beta/\beta_0 = 0,002 - 0,02$ (рис. 2.29). Вплив профілювання швидкостей електронів пучка було досліджено у конструкції 300 ГГц клинотрона [193], коли провідність гребінки $1,8 \times 10^7$ См/м. Розподіл швидкостей за товщиною пучка [194] $\beta_z(y) = \beta_0 + |\Delta\beta| \frac{(y - y_0)}{a}$, де a – товщина пучка (рис. 2.30).

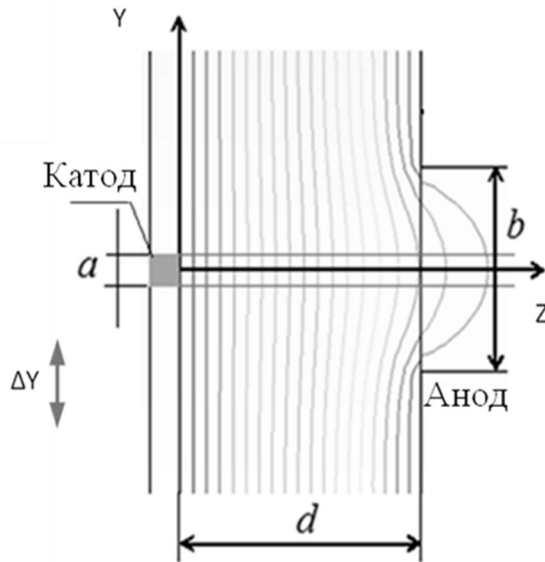


Рисунок 2.28 – ЕОС клинотрона : a – висота емітера, b – висота анодної лінзи, d – відстань анод-емітер, ΔY – зсув катоду відносно осі анодної лінзи

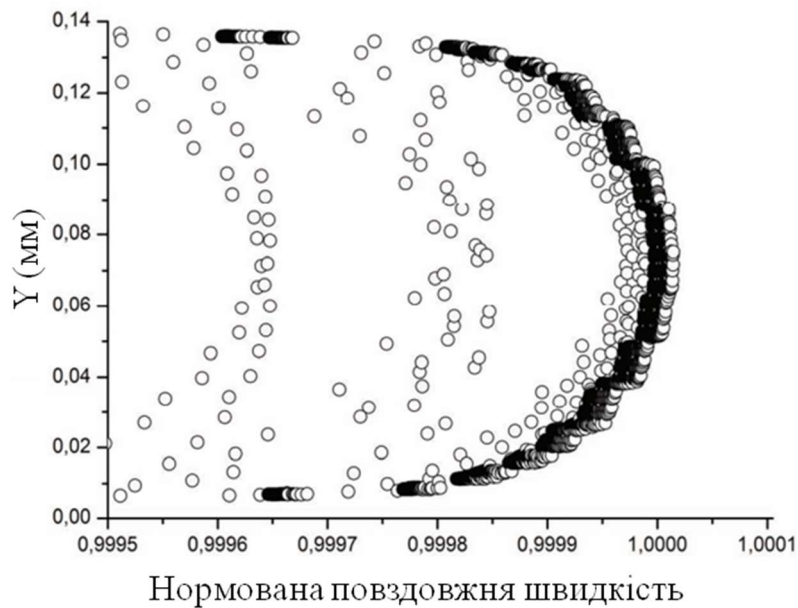


Рисунок 2.29 – Нормована повздовжня швидкість електронів за товщиною пучка з параметри: $I = 140$ мА, $U = 4$ кВ, $B = 1$ Т

Було розглянуто одношвидкісний пучок: $\Delta\beta = 0$ і $\beta(y) = \beta_0$ (випадок 1).

Несиметричний пучок зі швидкостями шарів, що зменшуються від нижньої

до верхньої межі [99]: $\beta_z(y) = \beta_0 - \Delta\beta \frac{(y - y_0)}{a}$ та $\Delta\beta < 0$ (випадок 2).

Несиметричний пучок зі швидкостями шарів, що зростають від нижньої до верхньої межі: $\beta_z(y) = \beta_0 + \Delta\beta \frac{(y-y_0)}{a}$ та $\Delta\beta > 0$ (випадок 3).

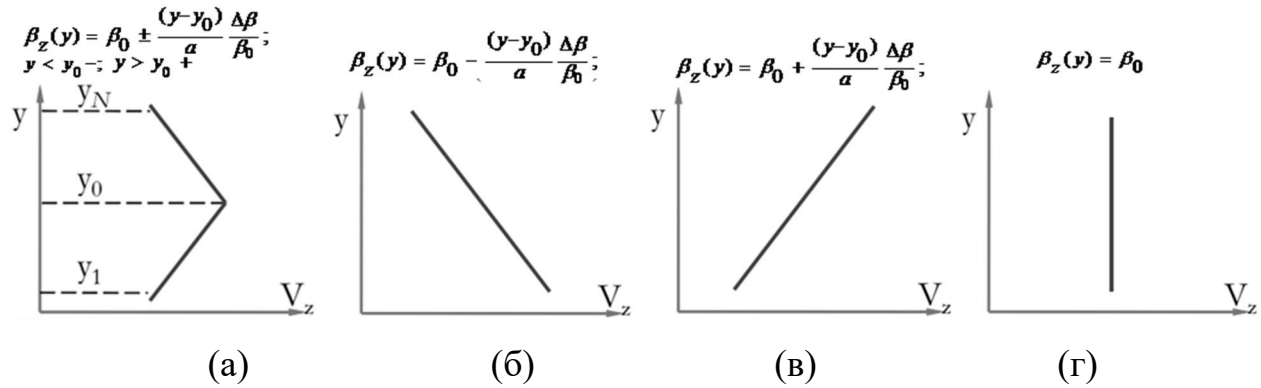


Рисунок 2.30 – Профіль поздовжніх швидкостей електронів за товщиною пучка

Рівняння збудження хвилі [195] і рівняння руху електронів стрічкового пучка, що рухається під кутом до поверхні гребінки [193, 196, 197]:

$$v_{gr}^{-1} \frac{\partial C_{p,-1}}{\partial t} - \frac{\partial C_{p,-1}}{\partial z} + \gamma C_{p,-1} = \frac{2}{N_{-p}} \int_S \overline{j(t) \bar{E}_{-p}^*} e^{i\omega t} dS$$

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = \frac{-e}{m} \left\{ \text{Re} \bar{E} + \frac{[\vec{v}_i \times (\vec{y}B \cos \alpha - \vec{z}B \sin \alpha)]}{c} \right\} \quad (2.13)$$

$$|\vec{v}_i|_{(z=0)} = v_e = \beta c$$

$$\vec{j}(r,t) = \frac{2\pi J}{\omega N} \sum_{i=1}^N \vec{v}_i(r,t) \delta(r-r_i)$$

де γ – згасання хвилі, v_{gr} - групова швидкість хвилі, а N_p - коефіцієнт p -й хвилі, $j(t)$ - щільність струму пучка, N - кількість великих частинок, v_e - швидкість електронів, L - довжина гребінки, B - індукція магнітного поля, α - кут нахилу пучка до поверхні гребінки.

На рис. 2.31 продемонстровано результати розрахунків розподілу амплітуди ВЧ поля поверхневої хвилі вздовж гребінки в 300ГГц клинотроні в коді CST PS. Як показали результати моделювання, розподілу амплітуди ВЧ поля

поверхневої хвилі зростає від колектора в напрямку хвилеводного виводу подібно до ЛЗХ за відсутності відбиття. Оскільки в клинотронах електронний пучок рухається під кутом α до поверхні гребінки та, з урахуванням розподілу амплітуди ВЧ поля поверхневої хвилі вздовж системи, електрони шару пучка, найближчого до поверхні гребінки, взаємодіють з ВЧ-полем найбільшої амплітуди, а верхні шари пучка – з ВЧ полем найменшої амплітуди.

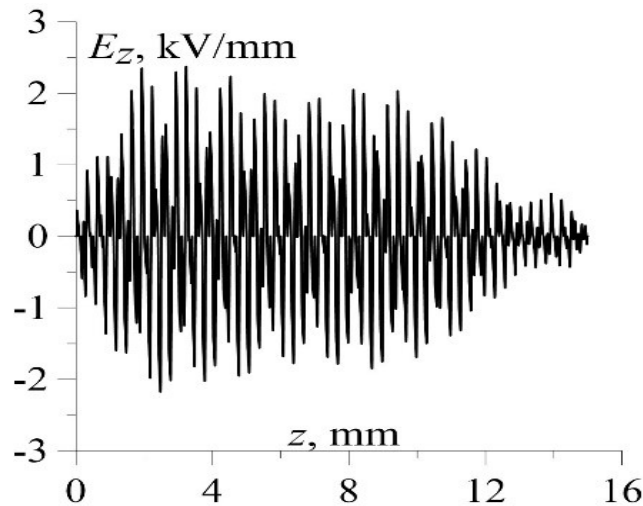


Рисунок 2.31 – Розподіл амплітуди ВЧ поля вздовж гребінки

На рис. 2.32 показано результати моделювання залежності ефективності електронно-хвильової взаємодії у разі рівномірного розподілу ВЧ-поля вздовж системи від розсинхронізму швидкостей електронного пучка та електромагнітної хвилі для різних значень амплітуди поля, що добре узгоджується з результатами нелінійної теорії ЛЗХ [195, 198].

Результати моделювання потужності та ККД електронно-хвильової взаємодії для розглянутих профілів швидкостей електронів пучка (рис. 2.30) в електродинамічній системі 300ГГц клинотрона представлено на рис. 2.33. На рис. 2.33 показано, що підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії спостерігається в разі розподілу повздовжніх швидкостей електронів пучка, коли шар, що рухається ближче до поверхні гребінки біля хвилеводного виводу, є найшвидшим, тобто розподіл швидкостей відповідає випадку 2 (рис. 2.30.б).

Ефективність електронно-хвильової взаємодії в разі одношвидкісного пучка близька до симетричного розподілу швидкостей шарів пучка (рис. 2.30.а та рис. 2.30.г).

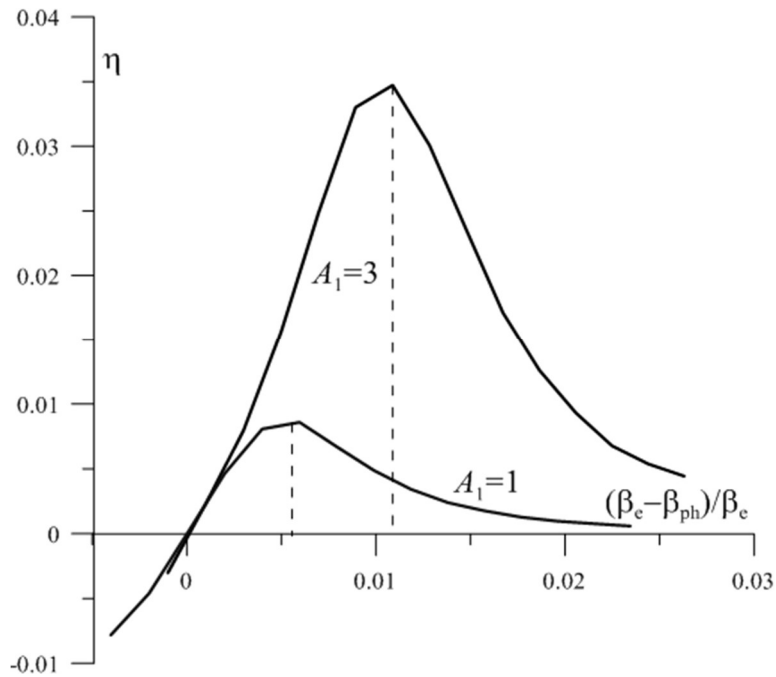


Рисунок 2.32 – Ефективності електронно-хвильової взаємодії від параметра розсинхронізму для двох значень амплітуди поля

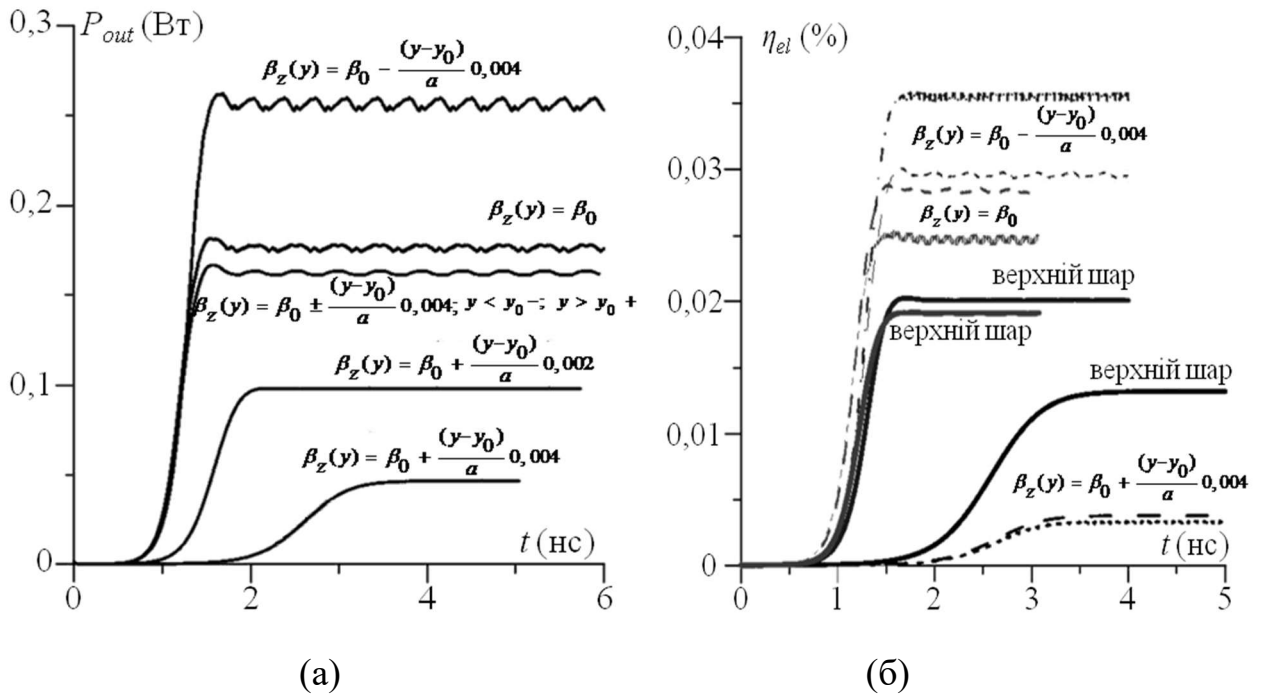


Рисунок 2.33 – Моделювання електронно-хвильової взаємодії в 300ГГц клинотроні: потужність (а) та електронний ККД (б), $\alpha = 0,3^\circ$, $I = 0,17$ А

Слід зазначити, що в традиційних конструкціях ЛЗХ, де використовуються стрічкові електронні пучки з товщинами, що не перебільшують висоту ефективного шару ВЧ поля поверхневої хвилі, розкид повздовжніх швидкостей електронів за товщиною пучка незначний, що унеможливило виконання умов оптимального розсинхронізму вздовж системи та може призводити до явища перегрупування електронів під час руху у ВЧ полі.

2.6 Багаточастотний режим клинотронів з профільованими розподілами швидкостей електронів пучка

Результати моделювання електронно-хвильової взаємодії для різних струмів електронних пучків та клинотронних кутів продемонстрували існування автотодуляційних процесів (рис. 2.34), коли розподіл швидкостей електронів стрічкового пучка за висотою має характер, зображений на рис. 2.30.в. На рис. 2.35 наведено результати розрахунків електронного ККД в 300ГГц клинотроні з розподілом швидкостей електронів пучка згідно рис. 2.30.в, де для порівняння вказані ККД верхнього та нижнього шарів.

Такі автотодуляційні режими можуть призводити до багаточастотної генерації в клинотронах за умови суттєвого підвищення робочого струму пучка. Моделювання електронно-хвильової взаємодії продемонструвало збудження режиму багаточастотної генерації у разі несиметричної ЕОС 300ГГц клинотрона з профілем швидкостей електронів пучка згідно розподілу (рис. 2.30.в), в той час як симетричний розподіл (рис. 2.30.а) призводить до одночастотного режиму з тою ж енергією пучка (рис. 2.36).

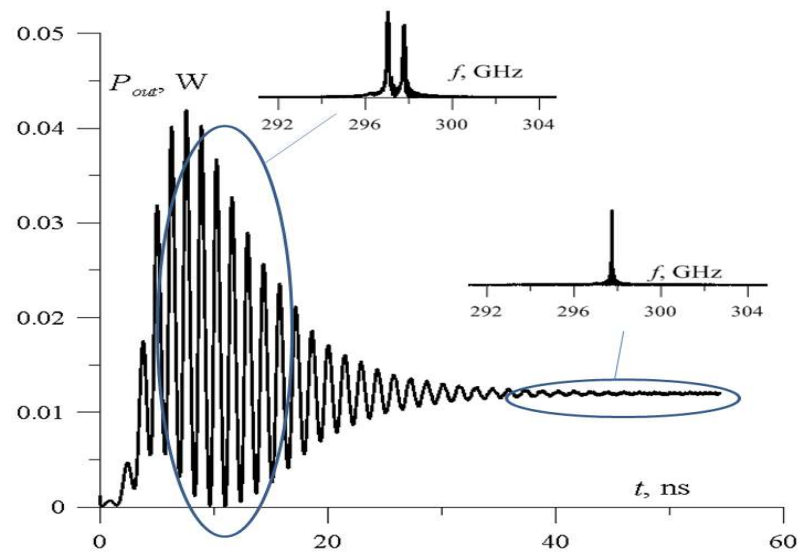


Рисунок 2.34 – Перехідні процеси у разі збудження коливань електронним пучком з розкидом повздовжніх швидкостей

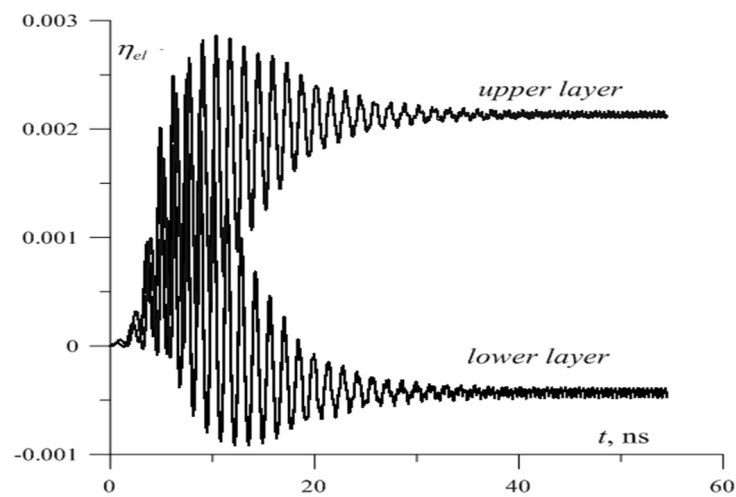


Рисунок 2.35 – Електронний ККД електронно-хвильової взаємодії для електронних пучків з розкидом повздовжніх швидкостей

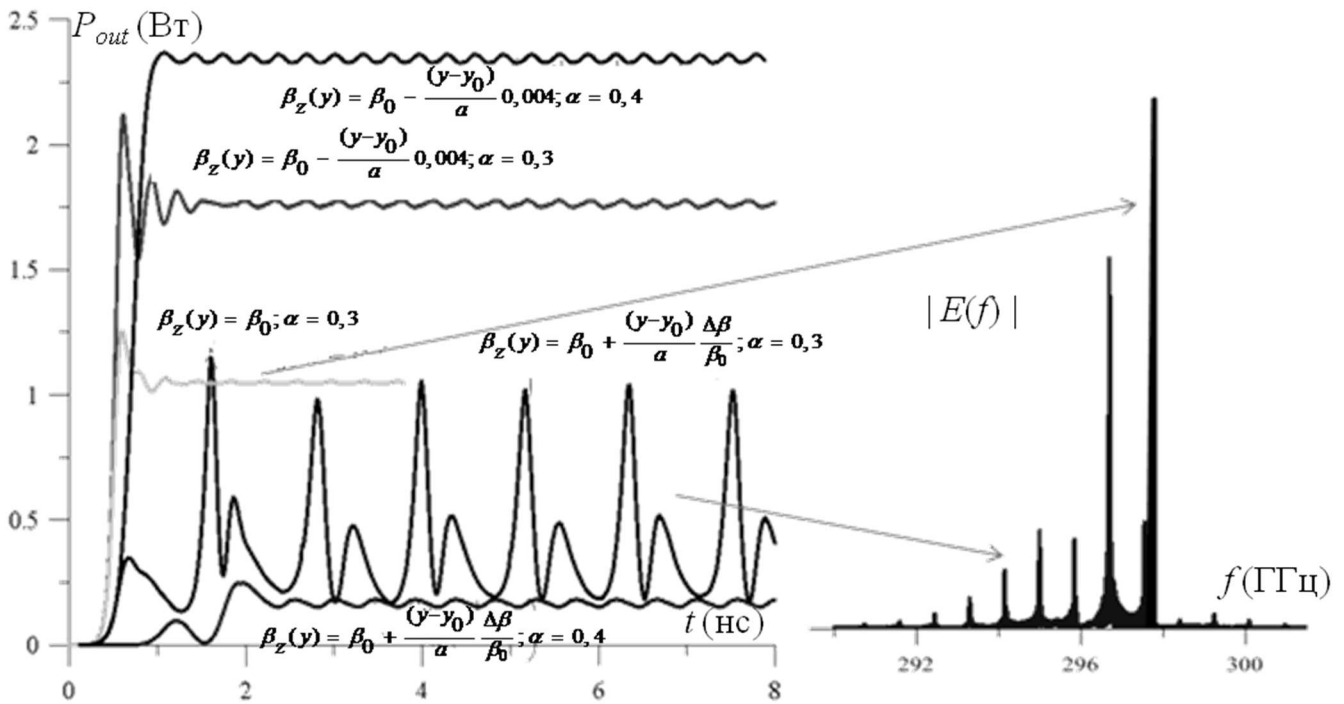


Рисунок 2.36 – Результати моделювання вихідної потужності 300ГГц клинотрону з дослідженими ЕОС, що формують пучки з різними профілями поздовжніх швидкостей; струм електронного пучка 320 мА

2.7 Висновки до розділу 2

У цьому розділі дисертації розглянуто процеси формування та транспортування щільних стрічкових електронних потоків в клинотронах у слабо неоднорідному магнітному полі МФС. Було оцінено величину пульсацій граничного електрона пучка та встановлено, що викривлення траєкторії пучка в основному визначається величиною поперечних компонент магнітного поля. Досліджено ефект зміни довжини прольоту електрона в ефективному шарі ВЧ поля робочої гармоніки у разі зміщення генератора в область слабо неоднорідного поля. За результатами розрахунків було створено МФС з розподілом неоднорідного магнітного поля вздовж простору взаємодії клинотрону, що збільшує довжину траєкторій електронів пучка у шарі

ефективного ВЧ поля, що дало можливість підвищити коефіцієнт виходу пакетованих клинотронів мм та субмм діапазонів

Проведено розрахунки розкидів швидкостей щільного стрічкового електронного пучка, що генерує електронно-оптична система клинотрону. Продемонстровано вплив розподілу поздовжніх швидкостей електронів пучка на ефективність електронно-хвильової взаємодії в клинотронах субмм діапазону з несиметричною електронно-оптичною системою, що формує стрічковий електронний потік. Вперше показано, що завдяки залежності оптимального розсинхронізму від амплітуди ВЧ поля, вихідна потужність клинотронів зростає у разі профільованого розподілу швидкостей електронів пучка, у порівнянні з одношвидкісним потоком, та різко падає у разі неоптимального розподілу.

Вперше знайдено розподіл поздовжніх швидкостей електронів пучка, що може призводити до багаточастотного режиму генерації в клинотроні з несиметричною електронно-оптичною системою у разі підвищеного струму пучка.

Результати, представлені в цьому розділі, опубліковані в роботах [1, 5, 6, 11, 14, 17, 18, 22, 24–26, 32, 35].

РОЗДІЛ 3

ВПЛИВ ОМІЧНИХ ВТРАТ А ТАКОЖ ВІДБИТТЯ ТА ТРАНСФОРМАЦІЇ МОДУ НАДРОЗМІРНИХ РЕЗОНАТОРАХ КЛИНОТРОНІВ НА ВИХІДНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРІВ

3.1 Вступ. Методи розрахунку характеристик ЛЗХ-клинотронів у 2-D нескінченній моделі

У резонансних генераторах міліметрового діапазону залежність вихідної потужності від частоти не є однорідною, що пояснюється резонансним збудженням електродинамічної системи приладу. Однак в субміліметровому діапазоні спостерігається зростання питомих ВЧ втрат, що призводить до істотного послаблення відбитої хвилі. Таким чином, не монотонність залежностей вихідної потужності від частоти може пояснюватися трансформацією коливань в області виводу енергії.

У розробці клинотронів важливим параметром є «оптимальний» набіг фази хвилі на період гребінки, що насамперед встановлюється з експериментальних даних. Змінюючи енергію пучка, ми можемо визначити довжину області взаємодії і знайти оптимальну згоду відповідно до емпіричної залежності між параметрами просторового заряду QC і CN , як $CN=0,5 QC^{-1/3}$. Параметри QC , CN і C засновані на експериментальних даних клинотронів на відповідний частотний діапазон, таких як струм пучка, напруга катода, робоча частота і вихідна потужність яка випромінюється, а також дані розраховані за дисперсійним аналізом. На рис. 3.1 показані графіки дисперсії, опір зв'язку та згасання, розраховані для гребінки клинотрона 0,34 ТГц з періодом 0,1 мм та висотою ламелі 0,17 мм.

Розгляд процесів електронно-хвильової взаємодії в клинотроні проводився відповідно до нестационарної нелінійної теорії клинотрону [198]. У

теоретичному дослідженні лампи зворотної хвилі виникає задача про знаходження згрупованого змінного струму і високочастотного поля яке ним збуджується. Залучення рівнянь електроніки і рівняння збудження електродинамічних систем згрупованим струмом дозволяє вирішити зазначене завдання.

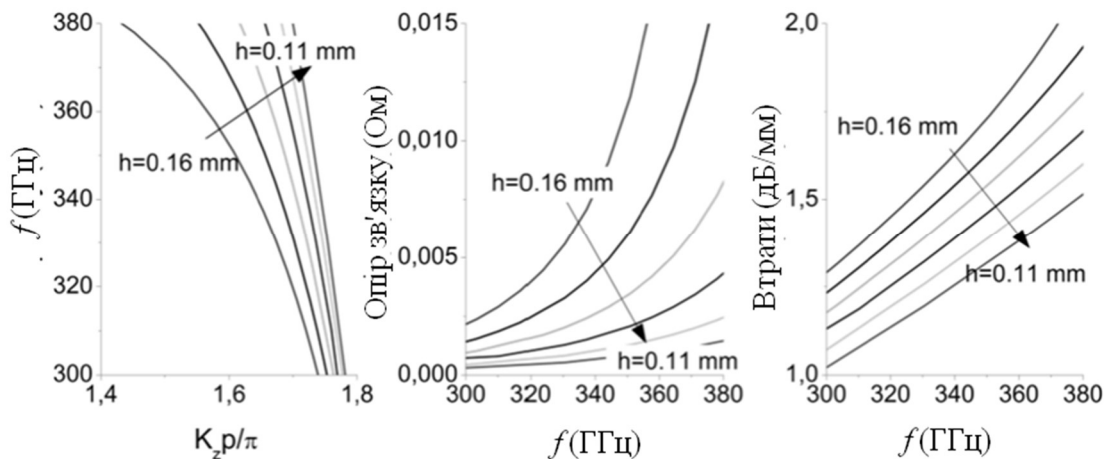


Рисунок 3.1 – Дисперсія, опір зв'язку і загасання, розраховані для гребінки з $p=0,1$ мм. Криві отримані для різних висот канавки h з кроком 0,01 мм.

Провідність міді становить $5,8 \times 10^7$ См/м

У аналізі ЛЗХ користуються методом послідовних наближень в зв'язку з його простотою. Суть методу полягає в тому, що згрупований струм і поле в лампі знаходяться послідовними наближеннями, причому в якості нульового вибирається не збуджений стан системи. Спочатку розраховується згрупований струм в полі заданої «холодної» хвилі постійної амплітуди, який збуджує «вторинну» хвилю в системі. Поле «вторинної» хвилі призводить до подальшого групування електронів, збільшення змінної складової струму, яка, в свою чергу, збуджує нову хвилю в системі і так далі. Таким чином, остаточне поле в системі буде виражатися нескінченним рядом і в принципі може бути знайдено з будь-якою точністю. При цьому головна перевага методу полягає в значному спрощення рішення задачі, оскільки вихідні рівняння інтегруються по черзі.

Для ЛЗХ амплітуда поля хвилі вже в другому наближенні незначно відрізняється від першого, і поле в системі можна з невеликою помилкою уявити в першому наближенні як обурену «холодну» хвилю. Це виправдовується хорошим збігом отриманих результатів з даними строгої лінійної теорії і експерименту. Метод послідовних наближень (ітерацій) дозволяє порівняно просто досліджувати вплив деяких ефектів, оцінка яких в рамках суворої теорії часом виявляється складною.

3.2 Вплив омичних втрат поверхневої хвилі та зміни провідності елементів електродинамічної системи внаслідок нагріву на вихідні характеристики клинотронів мм та субмм діапазонів

Розповсюдження поверхневих хвиль вздовж електродинамічних систем зумовлює протікання ВЧ струму в поверхневому шарі матеріалу. Оскільки провідність міді становить $5,7 \times 10^7$ См/м, протікання ВЧ струму зумовлює нагрів елементів гребінки та призводить до ослаблення хвилі за рахунок омичних втрат. В даному розділі досліджується вплив шорсткості поверхні системи на значення омичних втрат, коли параметр поверхневих неоднорідностей дорівнює або перевищує величину скін-шару. У такому разі ВЧ струм протікає вздовж поверхні гребінки більшу відстань, як показано на Рис. 3.2, що можна розглядати як зменшення провідності матеріалу.

Залежність провідності металу від шорсткості поверхні з урахуванням величини скін-шару можна оцінити за допомогою емпіричної формули Хаммерштада-Бекадаля [199]:

$$\sigma(R_a) = \frac{\sigma_0}{\left\{ 1 + 2 \arctan \left[1,4 \left(R_a / \delta \right)^2 \right] / \pi \right\}^2} \quad (3.1)$$

де δ - параметр скін-шару, R_a - середнє арифметичне відхилення глибини неоднорідностей поверхні.

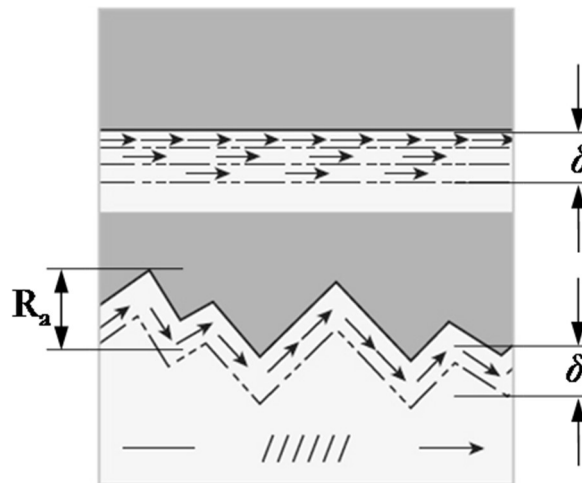


Рисунок 3.2 – Ілюстрація протікання ВЧ струмів вздовж поверхонь з урахуванням шорсткості

З результатів розрахунків провідності міді ($\sigma_0 = 5,7 \times 10^7$ См/м) в залежності від шорсткості поверхні, що наведені на рис. 3.3, видно, що в діапазонах частот вище 100 ГГц шорсткість поверхні порядку 0,05 мкм призводить до зменшення провідності міді до $1,7 \times 10^7$ См/м, в той час як за шорсткості поверхні порядку 1 мкм провідність становить $1,44 \times 10^7$ См/м.

На теперішній час існує декілька технологічних методів виготовлення сповільнювальних систем клинотронів типу гребінка серед яких слід відзначити фотолітографічні [200-204], механічні та електроерозійні. Найчастіше використовується добре відомий метод електричної ерозії, коли дріт з тугоплавкого металу, зазвичай вольфраму або молібдену, пропалює канал у мідному зразку. Недоліками такого метода є обмеження у розмірах пазів (мінімальна ширина паза більше за 0,02 мм [52]), шорсткість поверхонь пазів, забруднення поверхонь пазів продуктами електричного розряду та інші. З метою очищення та поліпшення шорсткості поверхонь пазів застосовуються методи хімічної очистки [205].

З метою визначення шорсткості поверхонь елементів гребінки клинотронів було проведено вимірювання висоти нерівностей на оброблених поверхнях за допомогою інтерференційного мікроскопа МІІ-4 [206, 207].

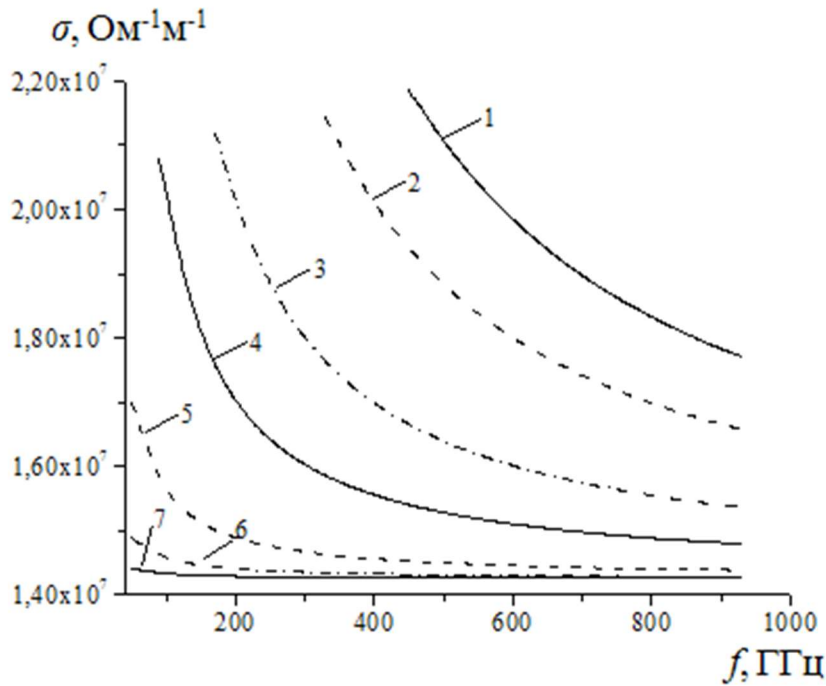


Рисунок 3.3 – Розрахункова залежність питомої провідності міді у різних частотних діапазонах з різною шорсткістю поверхонь R_a : 1 – 0,1 мкм, 2 – 0,12 мкм, 3 – 0,17 мкм, 4 – 0,24 мкм, 5 – 0,48 мкм, 6 – 0,96 мкм, 7 – 1,92 мкм

Було визначено середню лінію R_a та оцінено значення середніх арифметичних відхилень елементів поверхні від неї, а також визначено середню різницю між висотами піків та западин R_z :

$$R_a = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i^2} \quad (3.2)$$

$$R_z = \frac{\sum_{i=1}^5 |y_{iMAX}| + \sum_{i=1}^5 |y_{iMIN}|}{5} \quad (3.3)$$

де N – число вимірювань на довжині l поверхні елемента гребінки, y_i – відхилення висоти поверхні i -го елемента, y_{iMAX} та y_{iMIN} – максимальне та мінімальне відхилення елементів від середньої лінії на довжині поверхні елемента l . Ілюстрація методики вимірювань і фотографія гребінки 130 ГГц клинотрону представлено на рис. 3.4.

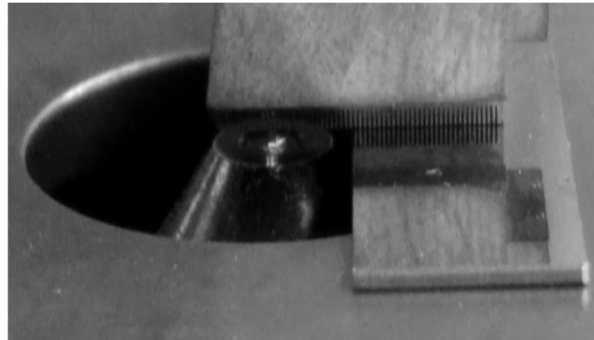
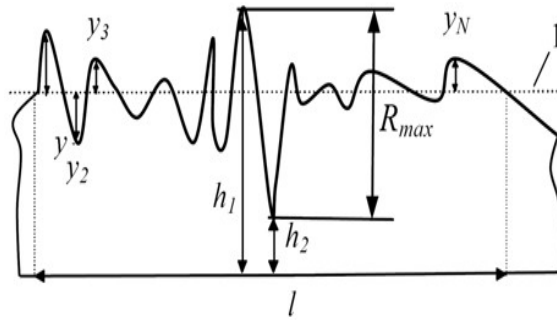
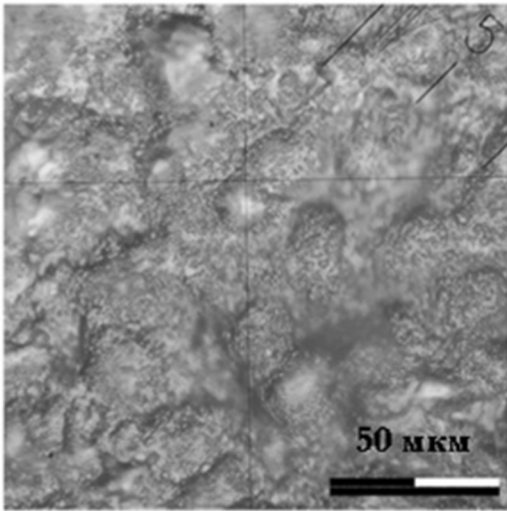


Рисунок 3.4 – Методика вимірювання шорсткості поверхонь та фотографія гребінки 130 ГГц клинотрону

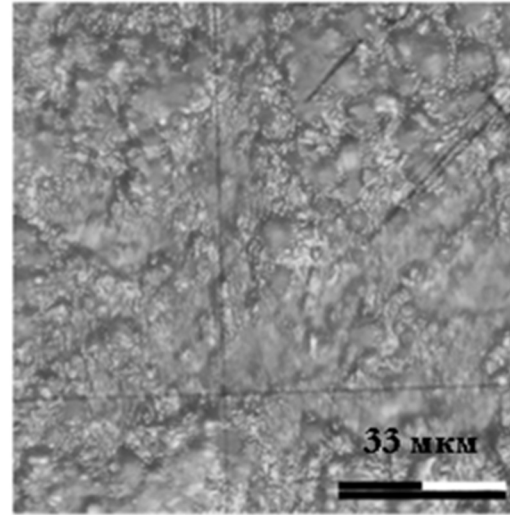
Слід зазначити, що застосування хімічного полірування дозволяє досягти 9 ... 10 класів чистоти поверхонь ($R_a=0,32-0,16$ мкм, $R_z=1,6-0,8$ мкм) [208].

Як було зазначено раніше, шорсткість поверхонь елементів гребінок, що виготовлені методом електроерозійної обробки за допомогою дротів різних діаметрів, істотно відрізняється навіть після проведення хімічної обробки (рис. 3.5 а, б, в). Суттєво зменшити шорсткість поверхонь гребінок вдається у разі виготовлення системи з мідної фольги (рис. 3.5 г), що відбувається без механічної обробки поверхонь [209,210]. Методи плаваючої накатки та стругання також забезпечують меншу шорсткість поверхонь систем, та практично реалізувати зазначені вище методи вдалося лише для гребінок з періодами більше 200 мкм [99, 211].

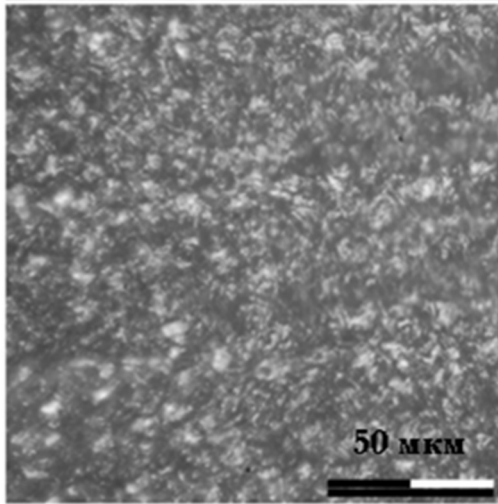
Оскільки у клинотронах інтенсивні електронні пучки осідають на елементи поверхонь гребінок, у процесі виготовлення мідних зразків перед застосуванням методу електричної ерозійної обробки застосовують метод пластичної деформації з метою підвищення міцності металу [205].



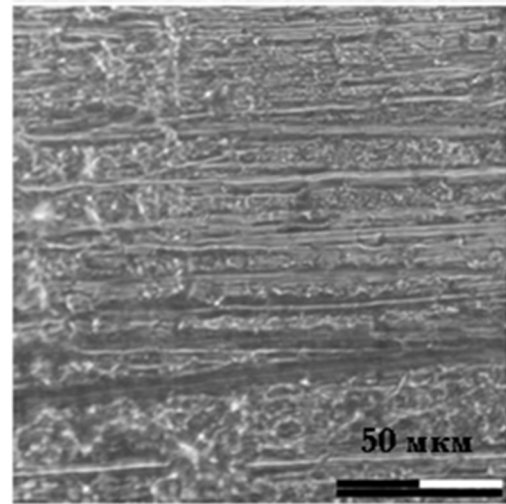
а)



б)



в)



г)

Рисунок 3.5 – Фотографії поверхонь виготовлених гребінок клинотронів: а) $R_a=5,03$ мкм, $R_z=24,74$ мкм; б) $R_a=3,58$ мкм, $R_z=20,52$ мкм; в) $R_a=2,87$ мкм, $R_z=12,77$ мкм; г) $R_a=0,206$ мкм, $R_z=0,978$ мкм

В той самий час відомі методи виготовлення елементів електродинамічних систем вакуумних електронних приладів, таких як ЛБХ і ЛЗХ [52], за допомогою технологій *UV-LIGA* а також *DRIE*, що дозволяють отримати чистоту поверхонь систем в діапазоні 0,05-0,4 мкм. У зазначених технологіях формування профілю електродинамічної системи відбувається за допомогою електролітичного осадження та нарощування міді на сформованих зразках.

Застосування у клинотронах з щільними електронними пучками гребінок, виготовлених за допомогою зазначених технологій електроосадження та фотолітографії, потребує додаткових досліджень, оскільки в результаті теплового навантаження можливе виривання іонів з поверхні гребінки, що може впливати на емісійні властивості катодів та знизити термін служби приладу.

Таблиця 3.1

Параметри сповільнювальних систем

Діапазон частот, ГГц	Період p , мм	Висота ламелі h , мм
140	0,2	0,475
380	0,08	0,1
1000	0,03	0,05

Метод оцінювання омичних втрат, що викликані кінцевою провідністю та шорсткістю поверхні матеріалу гребінок, описано в [212]. Схематично модель резонатора клинотрона з гребінкою у хвилеводі зображено на рис. 3.6. Потужність, яка виділяється на гребінці внаслідок розповсюдження поверхневої хвилі, можна записати як

$$P_s = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi \mu f}{\sigma}} \int_S |H|^2 dS \quad (3.4)$$

де σ – провідність матеріалу, f – робоча частота. Результати розрахунків потужності омичних втрат та опору зв'язку R_c поверхневої хвилі, що представлені на рис. 3.7, отримані для гребінок з геометричними параметрами, що розраховані для клинотронів ТГц (таблиця 3.1). Розглянуто ТМ моди з однією варіацією магнітного поля H_x вздовж ламелі гребінки.

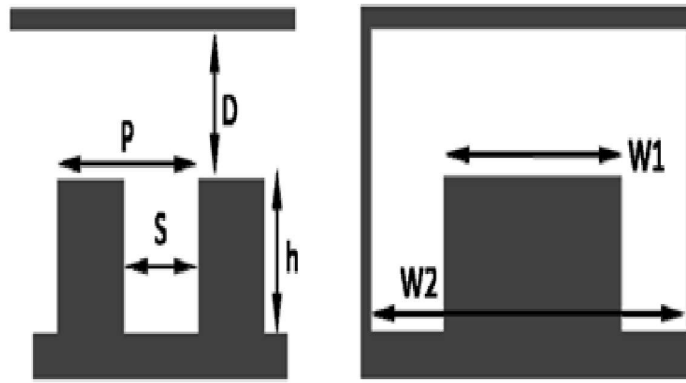


Рисунок 3.6 – Схема гребінки в хвилеводі

Компоненти магнітного поля над ламелями гребінки й у канавках запишемо як:

$$H_x = i\omega \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{a_n}{\gamma_n} \cosh(\gamma_n(y+D)) \exp(i\beta_n z) \quad (3.5)$$

$$H'_x = i\omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{b_m}{\zeta_m} \cosh(\zeta_m(y-h)) \cos\left(\frac{m\pi z}{s}\right) \quad (3.6)$$

де $k = \omega/c$, $\beta_n = \omega/v_{ph,n}$ – поздовжнє хвильове число, $\gamma_n^2 = \beta_n^2 - k^2$ – поперечне хвильове число в резонаторі над ламелями, $\zeta_m^2 = (m\pi/s)^2 - k^2$ – поперечне хвильове число в між ламелями у канавках.

У результатів розрахунків отримано значення омичних втрат поверхневих хвиль на рівні 0.5 дБ / мм у діапазоні частот 130-400 ГГц у гребінках з оптимальним фазовим зсувом [99], що є у добрій відповідності з результатами експериментальних досліджень клинотронів діапазону 130-140 ГГц [99, 210]. Також результати розрахунків добре узгоджуються з результатами моделювання в кодї CST PS [213]. З метою якісного порівняння результатів розрахунків наведемо результати експериментальних та теоретичних досліджень втрат у хвилеводах WR10 (75-110 ГГц) на рівні 0.029 дБ / мм та у хвилеводах WR-3 (220-330 ГГц) на рівні 0.18 дБ / мм [214]. Дослідження потужності омичних втрат як об'ємних хвиль [214] так і поверхневої хвилі, що розповсюджується вздовж

гребінки [210, 215], були проведені у наближенні постійної температури електродинамічної системи, що відповідає рівням омичних втрат, недостатнім для суттєвого збільшення температури ліній передачі.

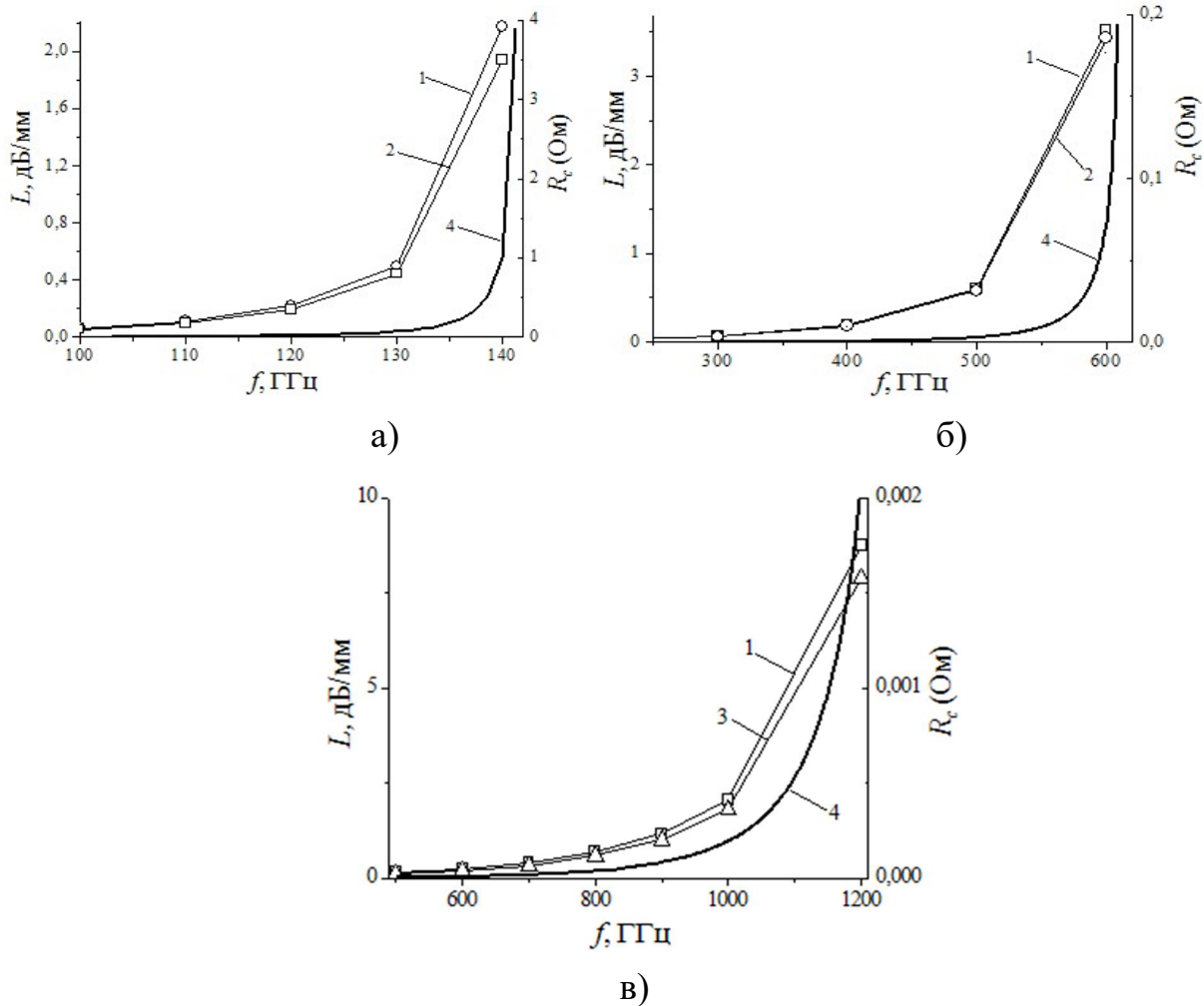


Рисунок 3.7 – Результати розрахунків залежності омичних втрат поверхневої хвилі від частоти для гребінок клинотронів з шорсткістю поверхні: 1 – $R_a=3$ мкм, 2 – $R_a=0,25$ мкм, 3 – $R_a=0,09$ мкм, 4 – опір зв'язку R_c

В ТГц клинотронах використовуються стрічкові електронні пучки зі струмами 100-200 мА, що прискорюються в діапазоні напруги 3-5кВ, які розповсюджуються під кутом до поверхні гребінок. В результаті осідання електронів пучка на поверхні гребінки відбувається розігрів ламелей, та використання каналів охолодження у гребінках дозволяє відводити теплоту та запобігати руйнуванню періодичної системи. Локальний розігрів ламелей

гребінки знижує електричну провідність міді, що призводить до виникнення додаткових омичних втрат поверхневих хвиль. У розрахунках залежності провідності міді від температури ламелей використовувався закон Відемана - Франца [216]:

$$\sigma_0(T) = 3e^2 K / T \pi^2 k^2 \quad (3.7)$$

де k - постійна Больцмана, K – коефіцієнт теплопровідності міді, T – температура ламелі.

Температура ламелі гребінки визначалася в результаті моделювання стаціонарного рівняння теплопровідності [217]:

$$\chi \left(\partial^2 T / \partial y^2 + \partial^2 T / \partial z^2 \right) + Q(y, z) = 0 \quad (3.8)$$

де $Q(y, z)$ – розподіл джерел теплової енергії, χ – коефіцієнт теплопровідності.

Розрахунки було виконано на одному періоді системи, що відповідає осіданню стрічкового електронного потоку в клинотронному режимі рівномірно на поверхню гребінки. В моделі використано припущення повного відбору теплоти, що виділяється на ламелях гребінки під час осідання пучка, системою охолодження, коли температура основи гребінки T_c дорівнює температурі каналу охолодження:

$$T(0, z) / dy = 0; \quad T(p, z) / dy = 0; \quad T(y, 0) = T_c \quad (3.9)$$

У моделі було розглянуто наступні спрощення: відсутність передачі теплової енергії від ламелі в оточуючий простір завдяки вакуумному оточенню, відсутність теплового випромінювання з поверхні ламелі, незмінність теплопровідності міді під час розігріву ламелі.

Розподіл джерел теплової енергії на поверхні ламелі представлено як:

$$Q(y, z) = IU / N w_{gr} s \Delta z \quad (3.10)$$

де U – прискорювальна напруга, I – струм електронного пучка, N – кількість періодів, w_{gr} - ширина ламелі гребінки.

Розрахований розподіл температури ламелі гребінки (період гребінки $p = 0,2$ мм, висота ламелі $h = 0,45$ мм, товщина ламелі $s = 0,1$ мм) у випадку щільності теплової потужності $3,06$ кВт/см² та температура основи гребінки $T_c = 60$ °С представлено на рис. 3.8.

Результати моделювання рівнянь теплопровідності в двовимірному і одновимірному наближеннях представлені на рис. 3.9, з якого отримано розподіл температури за висотою ламелі у 80 °С, а за висотою основи гребінки 50 °С, що узгоджується з [99, 210]. Отримані в результаті моделювання значення потужності омічних втрат поверхневої хвилі у гребінці, провідність якої σ_0 залежить від температури (рис. 3.9), в 1,3 рази вище в порівнянні з потужністю омічних втрат у «холодній» гребінці (рис. 3.7).

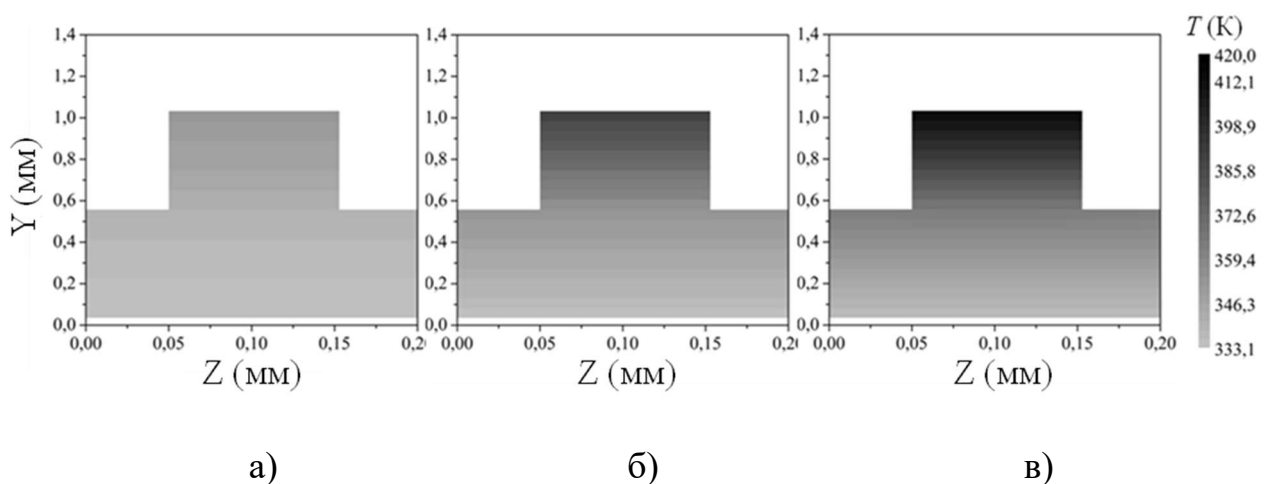


Рисунок 3.8 – Розподіл температури для одного періоду гребінки 2-мм діапазону хвиль: а) – $1,081$ кВт/см², б) – $3,063$ кВт/см², с) – $4,505$ кВт/см²

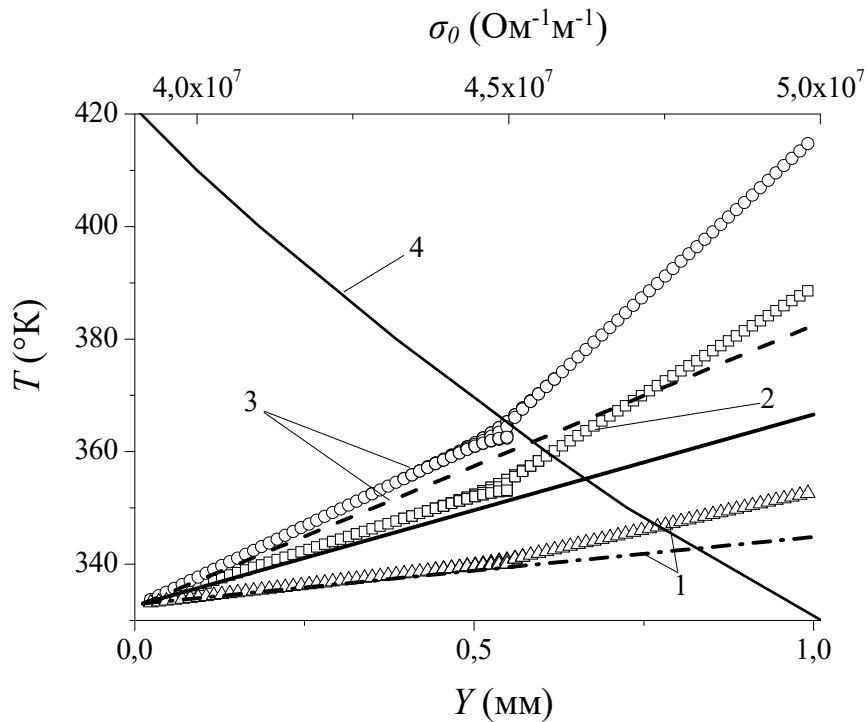


Рисунок 3.9 – Розподіл температури за висотою гребінки: 1 – 1,08 кВт/см², 2 – 3,06 кВт/см², 3 – 4,51 кВт/см²; 4 – електропровідність міді

Результати моделювання електронно-хвильової взаємодії у клинотроні, що проводилося у припущенні однорідного магнітного поля та без урахування відбиттів та трансформації хвиль від кінців гребінки, було порівняно з результатами моделювання за теорією ЛЗХ [195, 218]:

$$(\delta^2 + q)[i\delta - id - b] = -(1 + Cb)^2 \quad (3.11)$$

де δ – нормована постійна розповсюдження поверхневої хвилі, q – просторовий заряд, C – параметр посилення Пірса, d – коефіцієнт втрат хвилі, b – параметр розсинхронізму. Ефективність електронно-хвильової взаємодії досліджено за розрахунками електронного ККД і вихідної потужності аналогічно з [219]. Результати моделювання вихідної потужності 140 ГГц клинотрона для діапазону струмів пучка 40-250 мА на частоті 136,41 ГГц представлено на рис. 3.10.

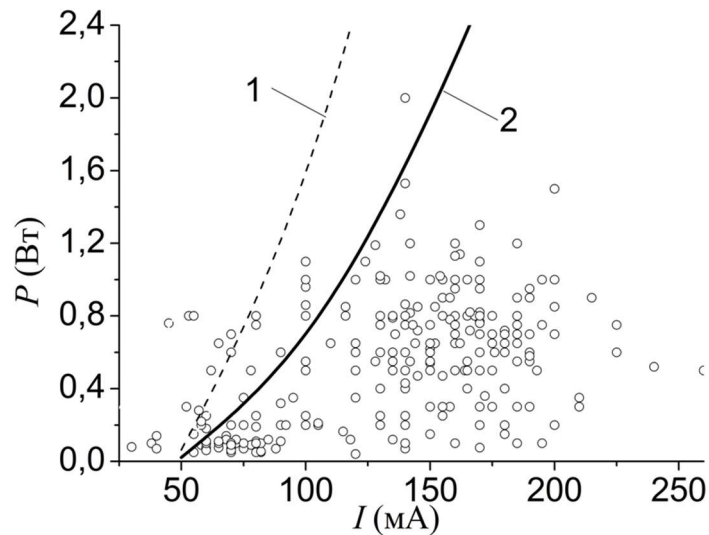


Рисунок 3.10 – Залежність вихідної потужності клинотронів діапазону частот 140 ГГц від струму пучка: \circ - експеримент; 1 – з урахуванням втрат через шорсткість, 2 – з урахуванням втрат через шорсткість та теплове навантаження

На рис. 3.10 наведені результати моделювання електронно-хвильової взаємодії в клинотроні з урахуванням омичних втрат, що викликані шорсткістю поверхні гребінки (криві 1), а також з урахуванням залежності провідності міді від температури ламелей внаслідок осідання електронного струму (крива 2). Також на рис. 3.10 наведено дані експериментальних досліджень 140 ГГц клинотронів з довжиною гребінки 15,22 мм, періодом гребінки 0,196 мм, висотою ламелі 0,453 мм. Статистичне відхилення параметрів резонаторів 140 ГГц клинотронів не перевищує 2,8 %, однак не враховано такі параметри як положення катоду відносно площини поверхні гребінки та розподіл силових ліній магнітного поля в області електронно-хвильової взаємодії, що разом з розкидом емісійних властивостей катодів та можливим розкидом значень тиску залишкових газів у клинотронах розширює діапазон експериментальних даних. На рис. 3.11 наведені результати моделювання для клинотронів 300 ГГц діапазону з типовою довжиною гребінок 17,02 мм, періодом гребінки 0,118 мм, висотою ламелі $h=0,168$ мм (статистичне відхилення параметрів гребінок $S = 8\%$).

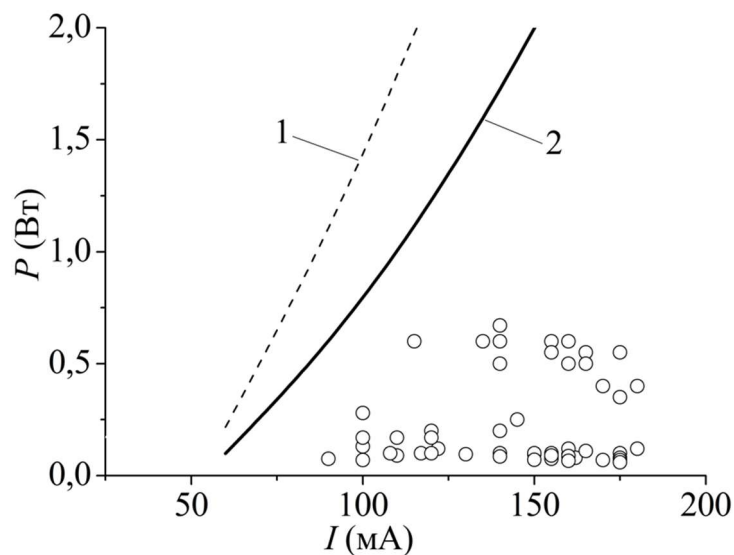


Рисунок 3.11 – Залежність вихідної потужності клинотронів діапазону частот 300 ГГц від струму пучка: \circ - експеримент; 1 – з урахуванням втрат через шорсткість, 2 – з урахуванням втрат через шорсткість та теплове навантаження

Результати моделювання рівнів потужності клинотронів діапазону частот 130-140 ГГц набагато краще узгоджуються з результатами експериментальних даних у порівнянні з результатами, що отримані для 300 ГГц клинотронів, що підтверджує необхідність урахування особливостей юстування та транспортування щільних стрічкових електронних пучків у ТГц клинотронах, у яких зі зростом частоти зменшується висота ефективного шару ВЧ поля над поверхнею гребінок [220-225]. Зазначимо, що у технології електроерозійного методу виготовлення гребінок процес очищення поверхонь ламелей значно ускладнюється зі зменшенням геометричних розмірів періодичних структур, що зменшує точність розрахунків провідності матеріалу ламелей гребінки.

Розрахунки електронного ККД від струму пучка добре узгоджуються з експериментальними даними (рис. 3.12). Експериментальні дані, що перевищують розрахункові залежності, можуть бути викликані властивостями хвиль у резонаторах з періодичними структурами кінцевої довжини, що буде розглянуто у наступних параграфах.

Тривимірне моделювання розподілу температури в резонаторі ТГц клинотрона проведено на елементі з одним періодом гребінки та каналом

охолодження, як зображено на рис. 3.13, у припущенні рівномірного осадження електронів пучка на поверхню гребінки. Було розглянуто тривимірне стаціонарне рівняння теплопровідності [217, 226].

У моделюванні температура стінок хвилевода дорівнювала температурі корпусу приладу $T_c = \text{const}$ та обиралася в межах 15-40 °С.

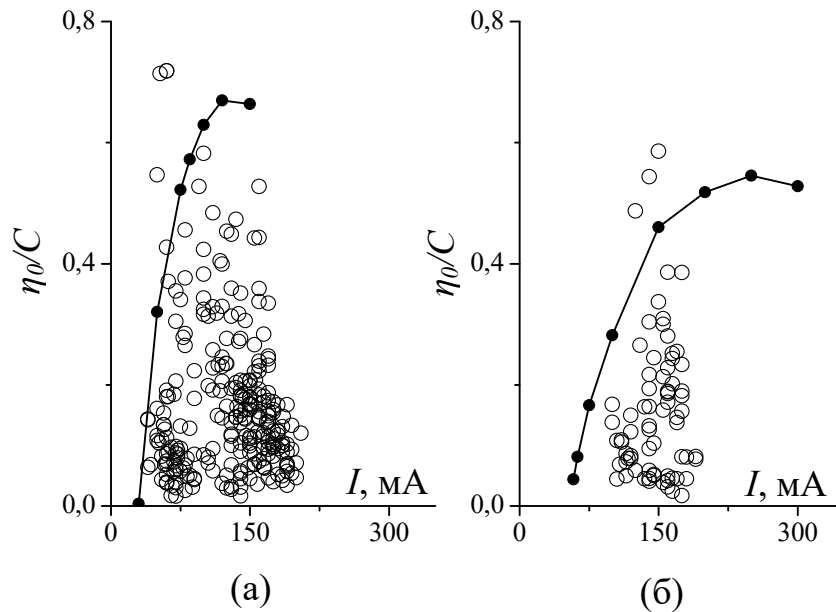


Рисунок 3.12 – Залежність електронного ККД клинотронів 140 ГГц (а) та 300 ГГц (б) діапазонів від струму пучка (● – моделювання, ○ – експеримент)

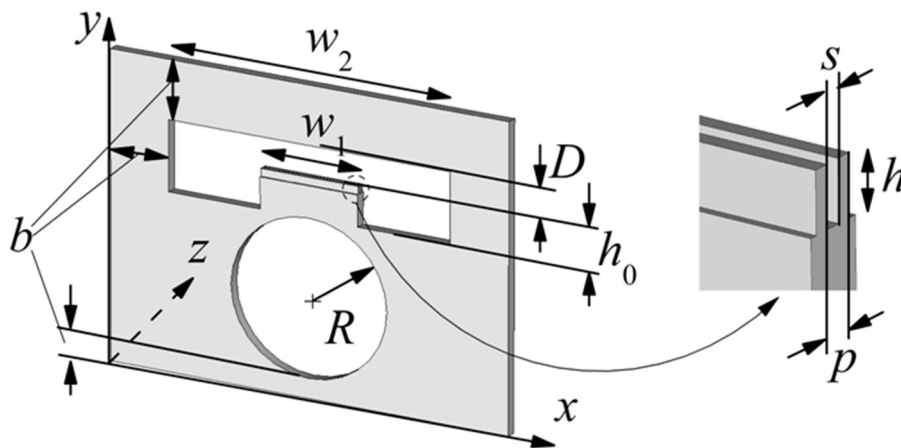


Рисунок 3.13 – Моделювання тривимірного розподілу температури на елементі резонатора клинотрона, що складається з одного періоду гребінки у хвилеводі та каналу примусового охолодження

Розподіл джерел теплової енергії $Q(x, y, z)$ за поверхнею ламелі визначався як:

$$Q(x, y, z) = IU / [N\omega_1(p - s)\Delta y] \quad (3.13)$$

де I – струм електронного пучка, U – напруга пучка, N – кількість періодів гребінки. У моделі розрахунки проводилися у припущенні незалежності теплопровідності матеріалу ламелі від температури.

В результаті моделювання розподілу теплової енергії вздовж елементів резонаторів клинотронів діапазонів 100-400 ГГц було отримано значення електропровідності матеріалу гребінок, проведено обчислення омічних втрат поверхневих хвиль та визначено поправочні коефіцієнти втрат K_T від щільності потужності електронного пучка (рис. 3.14).

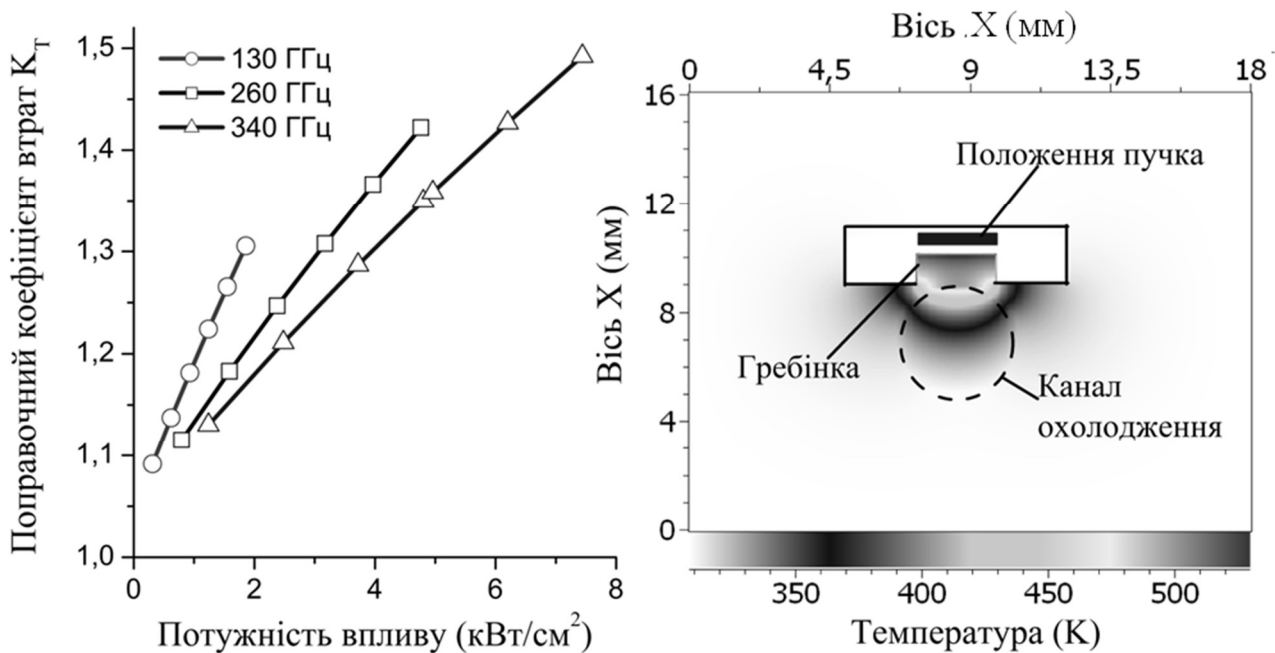


Рисунок 3.14 – Залежність поправочного коефіцієнта втрат від щільності потужності електронного пучка для ТГц клинотронів діапазону (ліворуч) та розподіл температури в елементі резонатора клинотрона (праворуч)

Також на рис. 3.14 продемонстровано розподіл температури в перетині елемента резонатора 340 ГГц клинотрона в безперервному режимі роботи, коли провідність міді $5,8 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ та щільність потужності електронного пучка 3 кВт/см^2 . Розміри гребінки та елемента резонатора: $w_1 = 2,5 \text{ мм}$, $h = 0,14 \text{ мм}$, $s = 0,05 \text{ мм}$, $p = 0,1 \text{ мм}$, $h_0 = 1 \text{ мм}$, $b = 5 \text{ мм}$, $w_2 = 7,2 \text{ мм}$, $D = 0,8 \text{ мм}$, $R = 2 \text{ мм}$.

3.3 Вплив допусків виготовлення та юстування елементів конструкцій клинотронів на вихідні характеристики приладів

Робочі параметри ЛЗХ-клинотронів, близьких до стартовий режимів генерації, можна оцінити з лінійної теорії ЛБХ-ЛЗХ у режимі самозбудження, коли коефіцієнт посилення дорівнює нескінченності. Значення параметрів посилення Пірса, просторового заряду QC і CN визначалися як [227, 228]:

$$C = \left(\frac{I_0 R_c}{4U_0} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad QC = \left(\frac{\omega p}{2C\omega} \right)^2, \quad CN = \frac{CL\varphi}{2\pi p} \quad (3.14)$$

де U_0 – напруга електронного пучка; I_0 - струм пучка; R_c - опір зв'язку; ω_p - плазмова частота; ω - частота генерації; L і p - довжина і період гребінки відповідно; φ - зсув фази коливань на періоді гребінки.

Параметри просторового заряду і CN в формулі (3.14) оцінювалися на кожній зоні генерації, так само як і значення опору зв'язку [99, 228]. Результати теоретичних оцінок було порівняно з параметрами декількох сотень експериментальних макетів приладів типу клинотрон у діапазоні частот 130-140 ГГц діапазону з періодами гребінок p в діапазоні 0,19-0,23 мм та висотами ламелей $h = 0,425$ - $0,565$ мм. Прискорювальні напруги U_0 та струми пучків I_0 було досліджено у діапазонах 1,8-4,2 кВ та 30-205 мА відповідно. Оптимальний зсув

фази на періоді гребінки визначався відповідно до експериментальних даних ККД клинотронів, як показано на рис. 3.15. Залежність ККД клинотронів безперервної дії в діапазоні 130-140 ГГц від зсуву фази на період гребінки, що зображено на рис. 3.15, отримана з порівняльного аналізу теоретичних та експериментальних даних клинотронів з періодом гребінки $p = 0,2$ мм, які продемонстрували максимальний рівень вихідної потужності більше 2 Вт у діапазонах струмів електронних пучків 150-200 мА. Електронний ККД 140 ГГц клинотронів безперервної дії знаходиться в межах 0,05-0,7%. Результати теоретичних розрахунків та статистичного аналізу експериментальних даних показали, що максимальний електронний ККД клинотронів діапазону частот 130-140 ГГц відповідає зсуву фази 5,07 радіан для гребінок з періодом 0,2 мм, що узгоджується з результатами [99]. Розрахунки залежностей електронного ККД клинотронів на діапазони частот від 20 ГГц до 400 ГГц підтвердили існування оптимальних зсувів фази φ , що підтверджується результатами експериментальних залежностей [99].

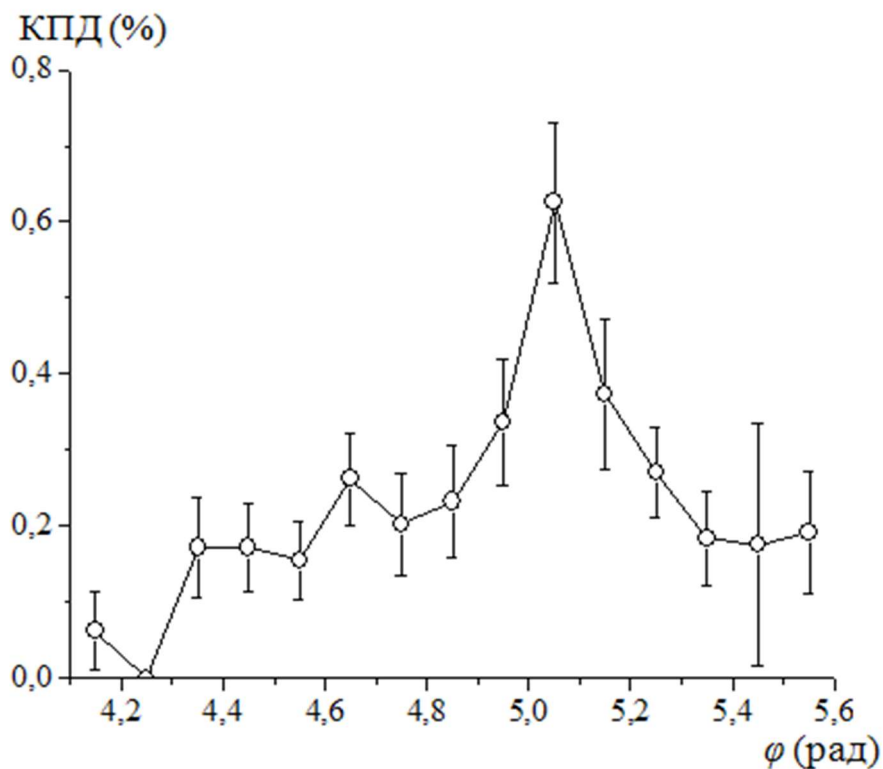


Рисунок 3.15 – Залежність електронного ККД клинотронів діапазону частот 130-140 ГГц від зсуву фаз φ гребінок з періодом 0,2 мм

Отримані результати теоретичних розрахунків продемонстрували, що зі зростом частоти від 100 до 140 ГГц оптимальний фазовий зсув зростає з 5 до 5,1 радіан.

Дослідження діапазону параметра просторового заряду QC у клинотронах діапазону частот 130-140 ГГц з гребінками з періодом 0,2 мм поблизу оптимального зсуву фази 5,07 радіан продемонстрували ефективне збудження коливань в приладах з параметром QC менше 2. Підвищення щільності електронних пучків може призводити до розширення діапазону електронного перестроювання частоти клинотронів на границях зон, де опір зв'язку менше за оптимальний. В такому разі значення параметра просторового заряду QC істотно збільшуються (рис. 3.16), однак на частотах, що відповідають оптимальному зсуву фази на період, потужність генерації виходить в насичення. Розрахунок параметра просторового заряду проводився для експериментальних даних генерації приладів в діапазоні частот 115-145 ГГц, що позначено кружечками на рис. 3.16.

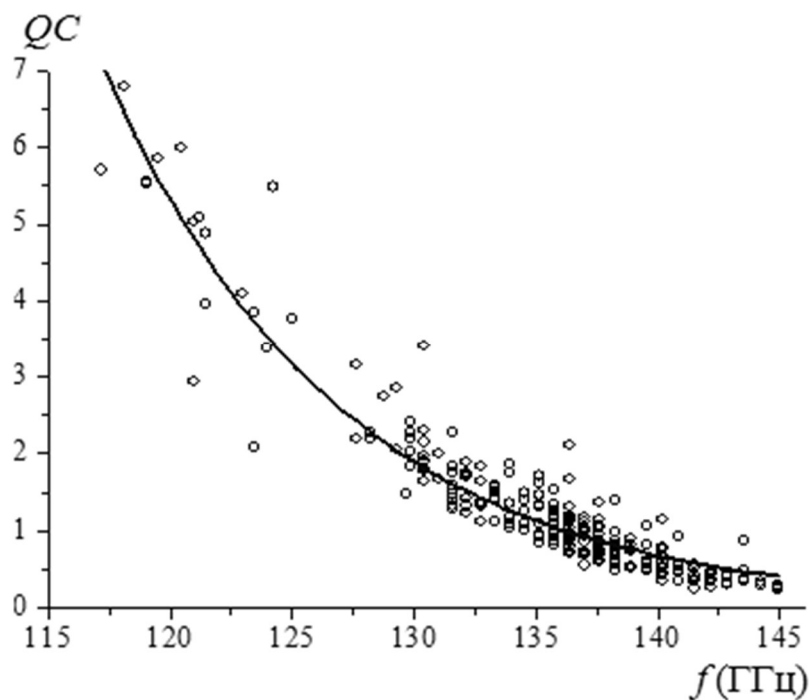


Рисунок 3.16 – Результати розрахунків параметру просторового заряду QC 140 ГГц клинотронів. Апроксимуюча функція експериментальних даних параметрів генерації клинотронів показана суцільною кривою

Апроксимація результатів експериментальних вимірювань проводилася за допомогою функції виду $y = ae^{-x/b} + y_0$, де коефіцієнт детермінації R^2 склав 0,902 [229]. В результаті апроксимації залежності параметра просторового заряду від частоти генерації клинотронів зазначеного діапазону частот було отримано наступні коефіцієнти: $a = 1,26 \cdot 10^6$, $b = 9,694$, $y_0 = 0,0155$.

Апроксимація залежності параметра CN від параметра просторового заряду проводилася за допомогою функції $y = ax^b$ (рис. 3.17) з коефіцієнтом детермінації R^2 в діапазоні 0,763-0,969.

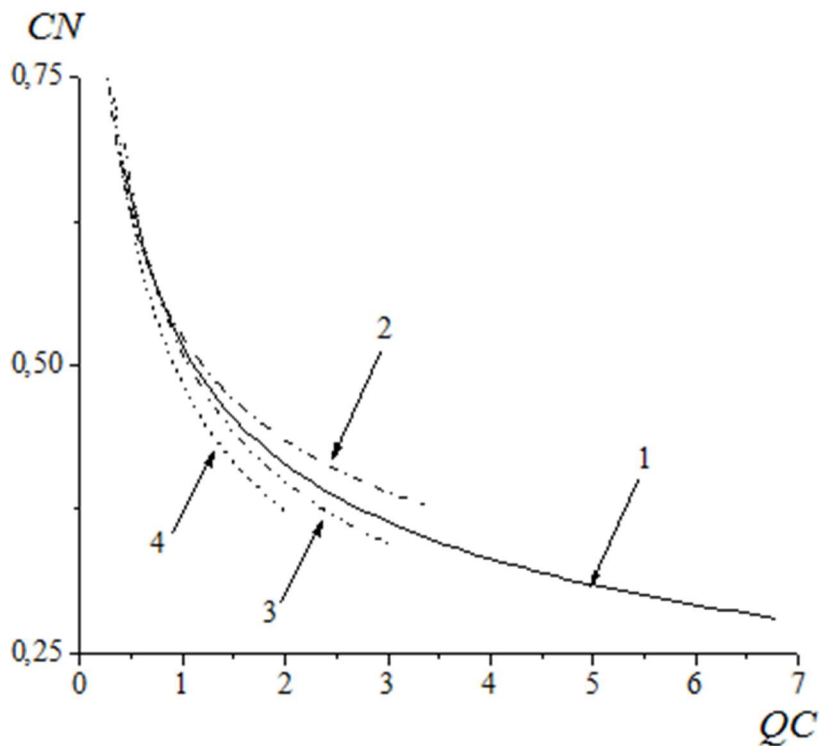


Рисунок 3.17 – Залежність параметра CN від просторового заряду QC клинотронів діапазону частот 130-140 ГГц з різними періодами гребінок:

лінія 1 – період 0,19 мм; 2 – 0,2мм; 3 – 0,22мм; 4 – 0,23мм

В результаті досліджень було показано, що у разі електронних пучків з невисокою щільністю (параметр просторового заряду QC менше одиниці) розрахункові величини параметра CN достатньо близькі для систем з різним періодом гребінки. Підвищення щільності електронних пучків ($QC > 1$)

призводить до росту похибки, що може бути результатом недостатньої кількості експериментальних даних для підвищення точності апроксимуючої функції. В наближенні невисоких щільностей пучків ($QC < 1$) залежність параметру CN від параметру просторового заряду описується як:

$$CN = \frac{1}{2}(QC)^{-\frac{1}{3}} \quad (3.15)$$

Отримана залежність стартового струму від довжини траєкторій електронів пучка у ефективному шарі ВЧ поля поверхневої хвилі (3.15) співпадає з розрахунками для ЛЗХ [99], однак у разі клинотрона вона повинна бути уточнена на кожному діапазоні робочих частот.

Користуючись зробленими оцінками, було визначено для подальшого моделювання конструкцій клинотронів безперервної дії з центральною частотою 130 ГГц для ДПЯ-ЯМР спектроскопії параметр оптимального зсуву фази коливань на період гребінки, а також оптимальні параметри прискорювальної напруги та струму електронного пучка для електродинамічної системи генератора стандартної довжини. З метою підвищення рівня вихідної потужності приладу розрахунок проводився для діапазону прискорювальної напруги 2,5-4,5 кВ та довжини гребінки порядку 15 мм, для якої значення стартового струму повинно бути в діапазоні 40-50 мА за умови робочого струму пучка до 150 мА. Слід зазначити, що значення стартового струму може бути ще більше знижено завдяки резонансному характеру поверхневої хвилі у разі суттєвих відбиттів від кінців гребінки [230], а також завдяки юстуванню клинотрона у слабо неоднорідному магнітному полі.

В 130 ГГц клинотроні було застосовано електронно-оптичну систему типу «плоский діод в магнітному полі», що формує щільний стрічковий електронний пучок високою якістю в діапазоні прискорювальних напруг від 0 до 7 кВ. Щільність струму емітера електронної гармати з розмірами 2,5 мм * 0,14 мм досягає 50 А/см², що в діапазоні прискорювальної напруги від 2,5 до 4,5 кВ

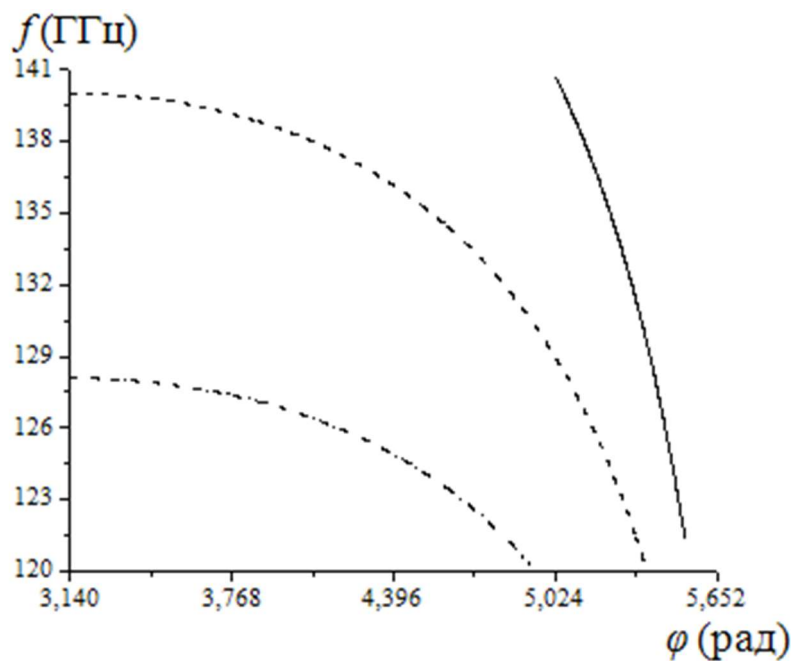
дозволить сформувати стрічковий електронний потік зі струмом 150 мА та мікропервеансом $P = 1 \text{ мкА/В}^{3/2}$, що відповідає гарантованому терміну служби катода більше 1000 годин. Визначені параметри електронного потоку відповідають параметру просторового заряду $QC < 1$ та параметру CN близько 0,5. Оцінки вихідної потужності 130 ГГц клинотрона безперервної дії склали 2 Вт з ККД порядку 0,3.

Довжину резонатора клинотрона було розраховано відповідно до періоду гребінки 0,21 мм та фазового зсуву порядку 5 радіан за допомогою тривимірного методу часткових областей з урахуванням відбиття та трансформації хвиль [231]. В результаті моделювання дисперсійних характеристик та опору зв'язку в діапазоні частот 125-135 ГГц було визначено оптимальну висоту ламелі гребінки з зазначеним періодом. Результати моделювання дисперсійних характеристик поверхневої хвилі та опору зв'язку для гребінок з періодом 0,21 мм та висотою ламелі h у діапазоні від 0,4 до 0,6 мм наведені на рис. 3.18. В результаті моделювання висота ламелі гребінки $h=0,48$ мм забезпечує електронне перестроювання частоти клинотрона в діапазоні 125-135 ГГц з опором зв'язку $R_c > 1$.

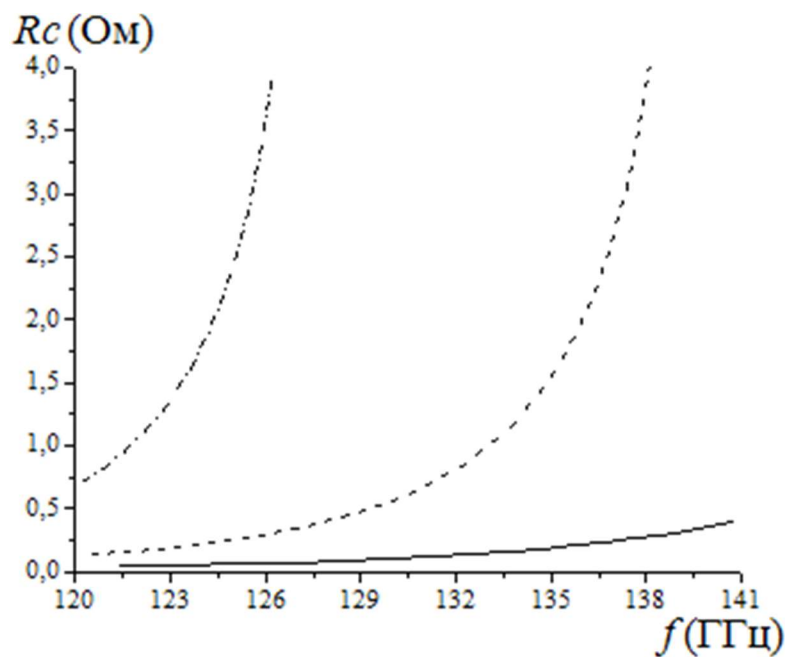
Збудження ТМ коливань в електродинамічній системі 130 ГГц клинотрону було досліджено методами чисельного моделювання [195, 232] з допущенням транспортування «замагніченого» стрічкового електронного пучка під кутом нахилу до поверхні гребінки. Оптимізація клинотронного кута нахилу пучка проводилася відповідно до методики [99, 333]. Рівняння збудження поверхневої хвилі вирішувалося спільно з траєкторним аналізом за допомогою метода крупних частинок без урахування відбиттів та трансформації хвиль [186].

Після юстування розробленого експериментального макета клинотрону в магнітній системі з полем не менше 0,5 Т в зазорі 32 мм між полюсами, стартовий струм склав 50 мА в зонах генерації в діапазоні частот 124-134 ГГц. В діапазоні струмів пучка 50-200 мА на частоті 130 ГГц отримано одночастотну генерацію з потужністю більше 1,2 Вт. Слід зазначити, що поблизу границь зон генерації у діапазоні струмів пучка 150-200 мА спостерігалась додаткова періодична

модуляція сигналу, що може бути результатом конкуренції коливань сусідніх мод за умови суттєвого перевищення робочого струму пучка величини стартового струму [198, 234].



а)



б)

Рисунок 3.18 – Дисперсійна характеристика (а) і залежність опору зв'язку від частоти (б) для гребінки з періодом 0,21 мм та висотою ламелі:

— $h=0,43$ мм, - - - $h=0,48$ мм, - · - · - $h=0,53$ мм

3.4 Електронно-хвильова взаємодія з урахуванням відбиття та трансформації хвиль в надрозмірних резонаторах клинотронів

Конструкції електродинамічних систем клинотронів міліметрового діапазону можна розглядати як резонатори поверхневих хвиль, що утворюються завдяки впливу відбиттів поверхневої хвилі у гребінках, що розташовані у хвилеводі, за відсутності поглиначів [230]. В теорії резонансних ЛЗХ електронно-хвильову взаємодію розглядають з урахуванням коефіцієнтів відбиття робочої моди, що через складність розрахунку замінюються на оціночні значення [235-237]. У резонаторі поверхневої хвилі, що складається з гребінки в хвилеводі, в 2D наближенні такий підхід дає достатньо точні рішення у разі, коли відстань між поверхнею гребінки та екраном D менше, ніж половина довжини поверхневої хвилі $D < \lambda/2$. У коротко-хвильовій частині міліметрового та у субміліметровому діапазонах резонатори клинотронів стають суттєво надрозмірними задля підвищення ефективності взаємодії стрічкових електронних пучків з поверхневими хвилями. В надрозмірних резонаторах клинотронів, коли ширина хвилеводу суттєво перевищує довжину хвилі робочої моди ($w > \lambda/2$), а також у разі великої відстані між поверхнею гребінки та екраном ($D > \lambda/2$), поверхнева хвиля, з якою взаємодіє електронний пучок, може обмінюватися енергією з об'ємними хвилями резонатора. Така електродинамічна взаємодія можлива на неоднорідностях періодичної системи та на кінцях гребінки, як в області хвилеводного виводу енергії, так і в області колектора (рис. 3.19). Оскільки на неоднорідностях повільна поверхнева хвиля обмінюється енергією з швидкими об'ємними хвилями, залежність потужності випромінювання від робочої частоти має резонансний характер, що має відмінності від резонатору поверхневої хвилі завдяки резонансам об'ємних мод і взаємним перетворенням хвиль. Експериментальне дослідження резонансного характеру залежності вихідної потужності від робочої частоти клинотрона для відстані між поверхнею гребінки та верхньою стінкою хвилевода, що

перевищувала кілька довжин хвиль, проводилося в [99]. Оскільки амплітуда ВЧ поля поверхневої хвилі експоненційно спадає з відстанню від поверхні гребінки, поява резонансів у напрямку, перпендикулярному поверхні гребінки, можлива лише у разі збудження об'ємних мод такого резонатора (наприклад, ГДВ), або перетвореннями поверхневої хвилі в об'ємні, що відриваються від гребінки.

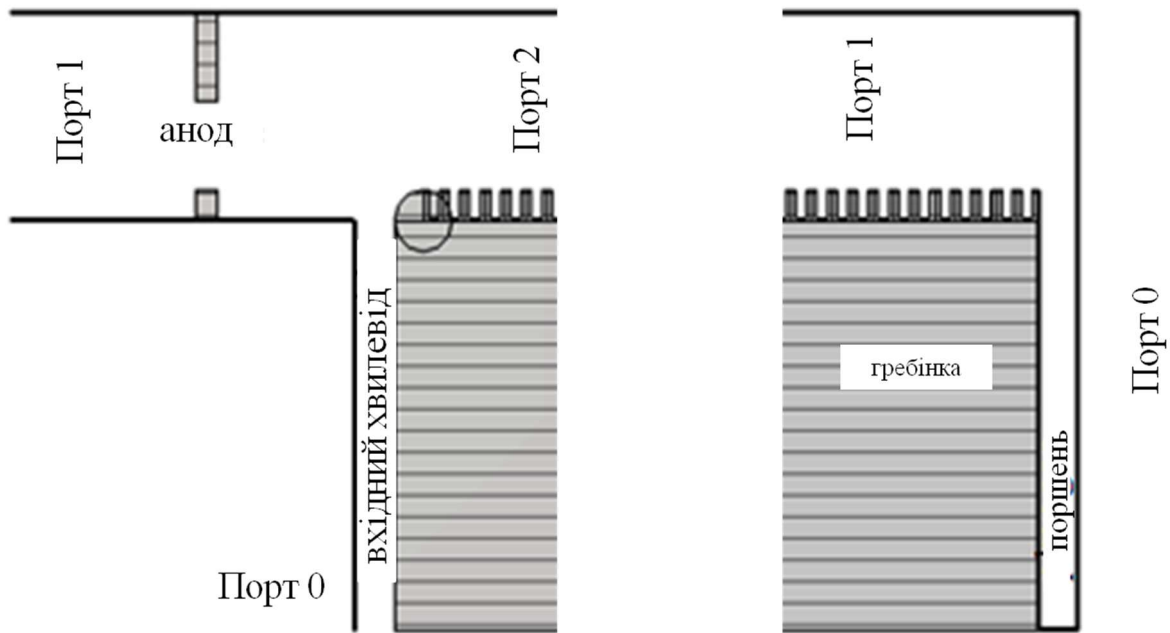


Рисунок 3.19 – Складні хвильоводні з'єднання в області електронної гармати та колектора клинотрону

Вплив омичних втрат зростає з ростом частоти коливань через зменшення глибини скін-шару у металічних елементах електродинамічних систем, що призводить до зменшення резонансних властивостей в електродинамічних системах, де поширюються поверхневі хвилі. В клинотронах короткохвильової частини міліметрового та субміліметрового діапазонів завдяки підвищеним омичним втратам зменшується вплив відбиттів поверхневої хвилі на кінцях гребінки на резонансні властивості випромінювання. В той же час експериментальні характеристики клинотронів зазначених діапазонів демонструють чітко виражену резонансний характер залежності потужності випромінювання від частоти у робочій смузі [99, 228], що може бути пояснено

взаємодією і трансформацією мод в надрозмірних резонаторах. Таким чином, постає завдання оптимізації геометрії як самого надрозмірного резонатора, так і елемента виводу енергії з простору взаємодії з метою підвищення потужності генерації у міліметровому та субміліметровому діапазонах.

Слід також зазначити, що анодна апертура електронної гармати має розміри, що перестають бути позамежними для електромагнітних хвиль починаючи з частоти в 60 ГГц, що призводить до втрат через розсіяння електромагнітних хвиль на елементах гармати. Зокрема, поглинання електромагнітного випромінювання елементами катоду електронної гармати може призводити до додаткового підвищення температури емітера, як наслідок, до нестабільностей струму пучка.

З метою моделювання поширення електромагнітних хвиль в надрозмірних резонаторах клинотронів резонатору клинотрона, розглянемо схему електродинамічної системи, що зображено на рис. 3.20. На рис. 3.21 зображено модель для чисельного розрахунку задачі розсіювання електромагнітних хвиль у T-подібному хвилеводному з'єднанні в області хвилеводного виводу енергії. В моделі прийнято допущення, що в резонаторі клинотрона електронний пучок взаємодіє лише з поверхневою хвилею, що поширюється вздовж гребінки. В області T-подібного хвилеводного з'єднання частина енергії поверхневої хвилі переходить до електромагнітних хвиль, що поширюються у напрямку електронної гармати та хвилеводного виводу. Таким чином, в результаті вирішення задачі розсіяння електромагнітних хвиль в T-подібному хвилеводному з'єднанні було отримано умови передачі енергії від поверхневої хвилі, що поширюється в хвилеводі з гребінкою, власним модам хвилеводу, що служить виводом енергії, а також модам хвилеводу, що є анодною апертурою електронної гармати.

Розміщення портів для спостереження за енергією електромагнітних хвиль у зазначених хвилеводних структурах показано на рис. 3.19. Достовірність моделі було перевірено з результатів розрахунків балансу енергії електромагнітних хвиль. Знайдені елементи матриць розсіяння $S_{km}(i, j)$

визначають передачу енергії від j -ї моди m -го порту до i -ї моди k -го порту. Елементи $S_{22}(i, j)$ матриці розсіяння визначають відбиття та трансформацію електромагнітних хвиль у Т-подібному хвилеводному з'єднанні, які поширюються в просторі взаємодії. Елементи $S_{02}(i, j)$ матриці розсіяння визначають передачу енергії від електромагнітних хвиль, що поширюються в області взаємодії, до власних мод хвилевода – виводу енергії. Елементи $S_{12}(i, j)$ визначають втрати енергії електромагнітних хвиль, оскільки ця енергія переходить до хвиль, що поширюються в область електронної гармати і там розсіюються.

В моделюванні було досліджено ефект відбиття та трансформації хвиль в області з'єднання гребінки та колектора. Зміна умов відбиття об'ємних хвиль від колектора моделювалася завдяки положенню короткозамикаючого поршня у відрізьку хвилевода в області колектора, що відповідає конструктивним особливостям клинотронів міліметрового діапазону. Елементи матриці розсіяння в області колектора $R_{km}(i, j)$ визначають передачу енергії від j -ї моди m -го порту до i -ї моди k -го порту. Елементи $R_{11}(i, j)$ матриці розсіяння визначають енергію електромагнітних хвиль, що трансформуються та відбиваються в напрямку простору взаємодії, в той час як елементи $R_{01}(0, j)$ визначають енергію електромагнітних хвиль, що поширюються в хвилевід з поршнем. Елементи $R_{10}(i, 0)$ визначають енергію електромагнітних хвиль, що відбиваються від поршня в хвилеводі з фазами, що визначаються відстанню від поршня до області з'єднання.

Матриця розсіяння розробленої моделі клинотрона з Т-подібному хвилеводному з'єднанні (рис. 3.21) представлено як:

$$\begin{bmatrix} S_{00}(i, j) & S_{01}(i, j) & S_{02}(i, j) \\ S_{10}(i, j) & S_{11}(i, j) & S_{12}(i, j) \\ S_{20}(i, j) & S_{21}(i, j) & S_{22}(i, j) \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

Хвилевід, що є виводом енергії, позначено як порт 0, хвилевід, що утворено анодною апертурою, позначено за порт 1, та порт 2 являє собою напівнескінченний хвилевід з гребінкою. Закруглення, що виконано на з'єднанні гребінки з хвилеводним виводом енергії, було апроксимовано кусково-лінійною функцією. Кількість лінійних відрізків s визначалася відповідно до довжини хвилі випромінювання клинотрону.

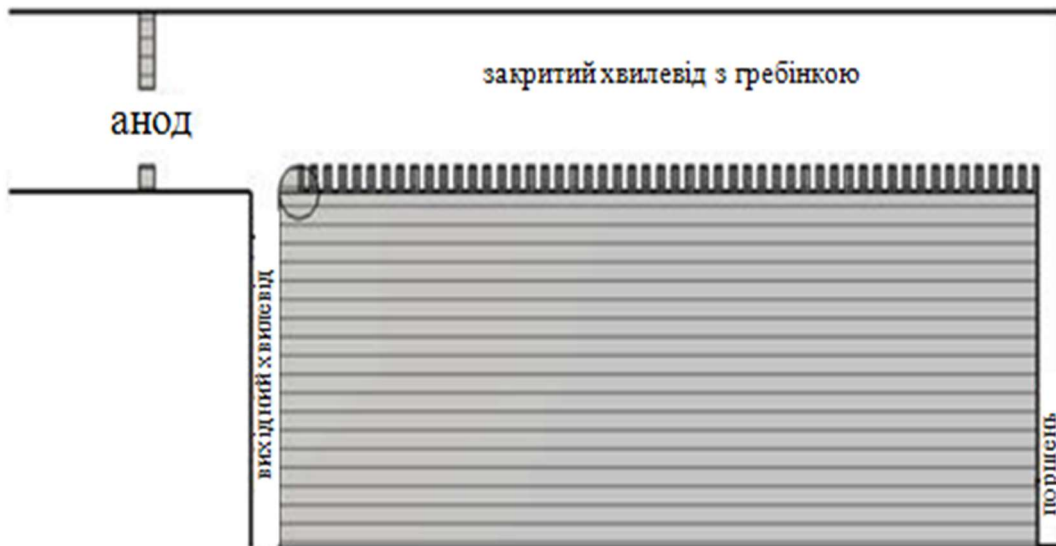


Рисунок 3.20 – Схема електродинамічної системи клинотрону

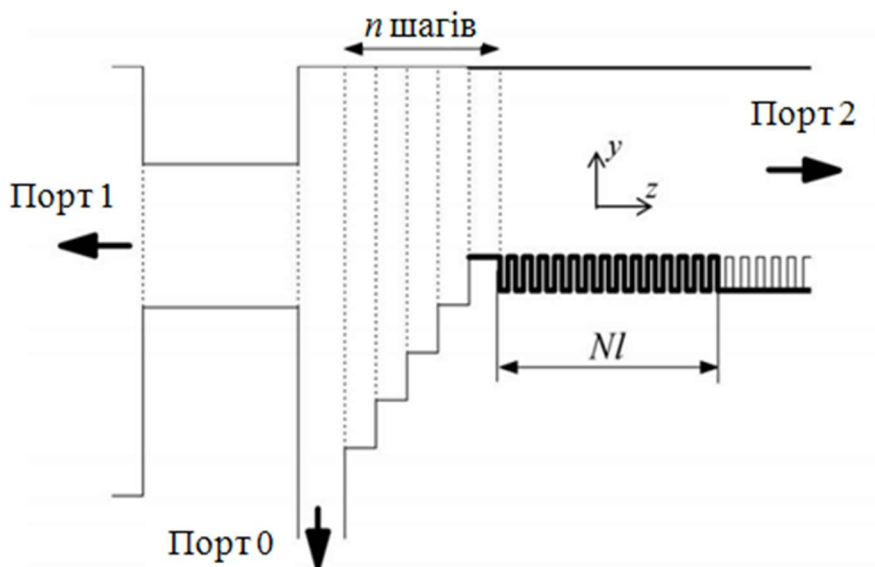


Рисунок 3.21 – Модель Т-подібного хвилеводного з'єднання клинотрону

Електромагнітне поле в порті 0 і порті 1 визначалося як суперпозиція мод прямокутного хвилеводу, в той час як в хвилеводі з гребінкою (порт 2) модовий базис включає поверхневу та об'ємні хвилі (власні моди хвилеводу з гребінкою), як видно з дисперсійного рівняння [238]. Розглядалися моди хвилеводів в діапазоні частот від частоти відсікання основної моди до частоти f_{cut} , що забезпечує збіжність алгоритму розрахунків та суттєво перевищує частоту робочої моди. Для розрахунку резонатора клинотрона діапазону 270-330 ГГц частота f_{cut} склала 3,6 ТГц. В портах Т-подібного хвилеводного з'єднання було розглянуто до 43 мод, що поширюються в відповідних структурах.

Матриці розсіювання хвилеводних з'єднань було розраховано за допомогою методів узгодження мод і узагальнення матриць розсіювання за алгоритмами, що розроблено в лабораторії обчислювальної електродинаміки ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України [238, 239].

Результати розрахунку дисперсії хвилеводу (параметри $a=2,5$ мм, $b=0,94$ мм, $h=0,14$ мм на рис. 3.22) з гребінкою з періодом 0,1 мм (порт 2) наведені на рис. 3.23. На рис. 3.24 наведені результати моделювання, де було розглянуто лише моди хвилевода з гребінкою з однією варіацією вздовж ширині ламелі, що мають максимальний спротив зв'язку зі стрічковим електронним пучком.

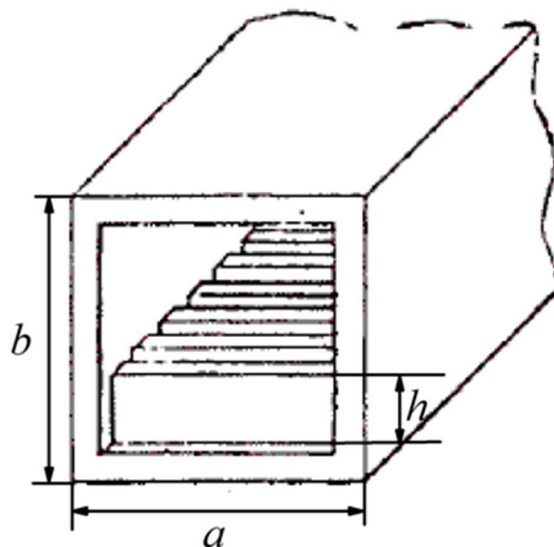


Рисунок 3.22 – Геометрія розрахунковою моделі хвилеводу з гребінкою

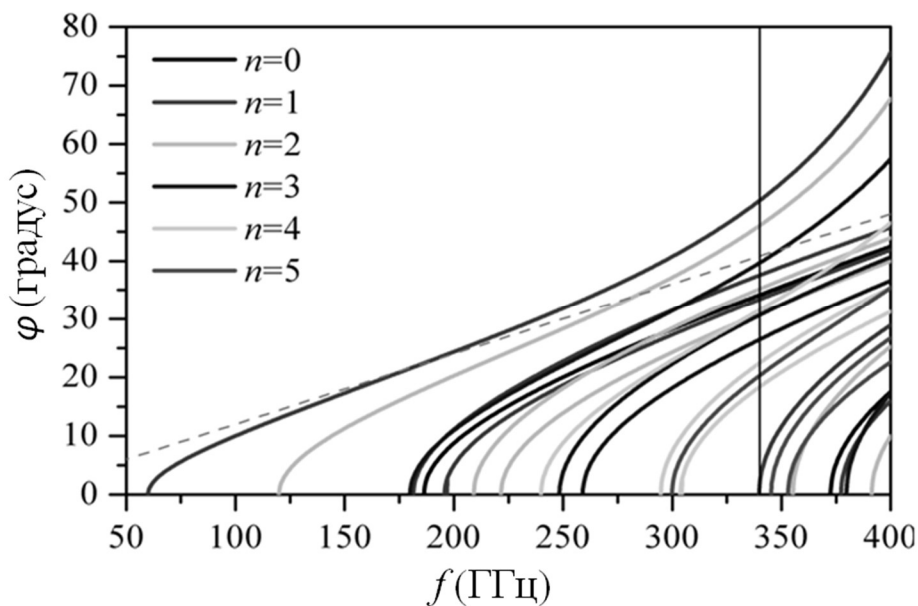


Рисунок 3.23 – Дисперсійна характеристика резонатора клинотрона діапазону 300-340 ГГц

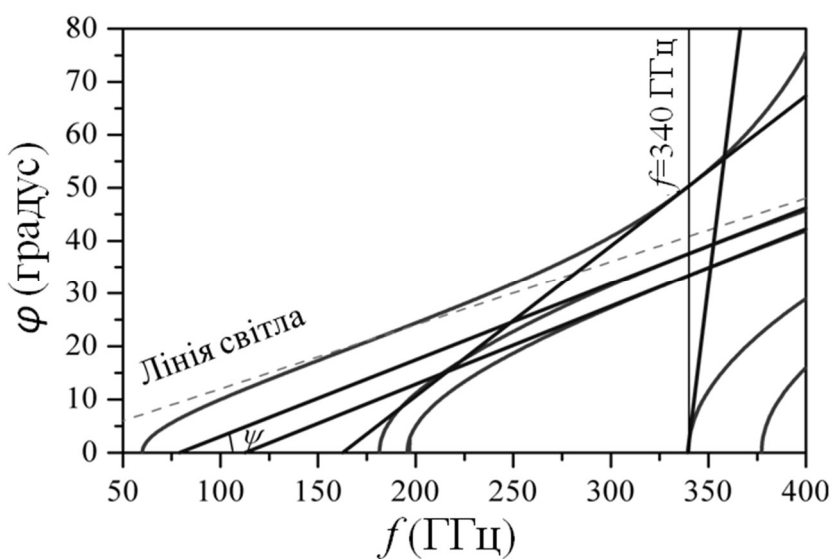


Рисунок 3.24 – Дисперсійна характеристика моделі резонатора 340 ГГц клинотрона з урахуванням мод, що розповсюджуються та мають одну варіацію вздовж ширини ламелі гребінки

Дисперсійна характеристика хвильоводу з гребінкою, що зображено на рис. 3.24, налічує 5 хвильоводних мод, що розповсюджуються вздовж такої системи,

групові швидкості яких знайдемо з виразу $\tan \psi = \frac{d\varphi}{df} = \frac{2\pi l}{v_g}$.

Довжина гребінки у хвилеводі складає N періодів, та у разі розгляду лише мод, що поширюються вздовж системи, без врахування мод з великими затуханнями та комплексних хвиль, зі збільшенням кількості періодів системи підвищується точність отриманого рішення.

Матриці розсіяння хвилеводних з'єднань в резонаторі клинотрону, що зображено на рис. 3.21, було розраховано за допомогою метода узагальнених матриць розсіювання. Було проведено тестування алгоритму розрахункової моделі, та в результаті отримано стабільність балансу енергій електромагнітних хвиль для електродинамічної структури (рис. 3.21), що поширюються до різних портів, з точністю не гірше 10^{-6} . Показано придатність розробленої методики розрахунку матриць розсіяння хвилеводних з'єднань у тривимірному пристрою, що може мати неоднорідності вздовж ширини хвилеводу з гребінкою.

Порівняння результатів розрахунків дисперсійних характеристик елемента резонатора клинотрону, що складається з гребінки у хвилеводі, які отримані за допомогою дисперсійного рівняння [241] та з використанням методу часткових областей [238], демонструє близькі результати для мод з однією варіацією вздовж ширини гребінки (рис. 3.25). Дисперсійні характеристики розраховані для геометричних розмірів хвилеводу $7,2 \text{ мм} \times 1,8 \text{ мм}$, що відповідають традиційній конструкції клинотронів. Оскільки резонатор 340 ГГц клинотрону, що виконано на хвилеводі зазначених розмірів, є надрозмірним, дисперсійна характеристика системи складається з поверхневих та об'ємних електромагнітних хвиль. На рисунки 3.25 нанесено лінії електронного потоку для декількох прискорювальних напруг в діапазоні 3-4,5 кВ. Точки перетину ліній електронного потоку з дисперсійними лініями свідчать про можливий синхронізм електронів пучка з декількома модами електродинамічної системи на різних частотах. З теорії електронних приладів відомо, що за умов синхронізму з декількома модами електродинамічної системи електронний пучок взаємодіє з тією модою, у якої вищий опір зв'язку. В ГДВ таким чином відбувається конкуренція коливань відкритого резонатора з режимом збудження лише поверхневої хвилі як в ЛЗХ. В областях зсуву фази хвилі на період гребінки

близького до π опір зв'язку поверхневої хвилі набагато вищий за опір зв'язку об'ємних хвиль, але на зсувах фази близьких до 2π ситуація змінюється на протилежну. В клинотронах відстань між поверхнею гребінки та верхньою стінкою хвилеводу дорівнює 0,8 мм, що робить опір зв'язку об'ємних хвиль набагато меншим за поверхневу. Тому в резонаторах клинотронів електронний пучок взаємодіє лише з повільними хвилями поблизу поверхні гребінки, а енергія поверхневої хвилі може передаватися об'ємним коливанням резонатора лише на неоднорідностях, які утворені з'єднаннями гребінки з хвилеводним виводом енергії та з колектором. Слід зауважити, що, оскільки ширина ламелі гребінки в клинотронах субміліметрового діапазону дорівнює 2,5 мм, електронний пучок може збуджувати поверхневі хвилі з декількома варіаціями вздовж ширини ламелі, однак за умови юстування та транспортування стрічкового електронного пучка без суттєвих спотворень профілю пучка, найбільший опір зв'язку буде у поверхневої хвилі з однорідним розподілом полі вздовж ширини ламелі [198].

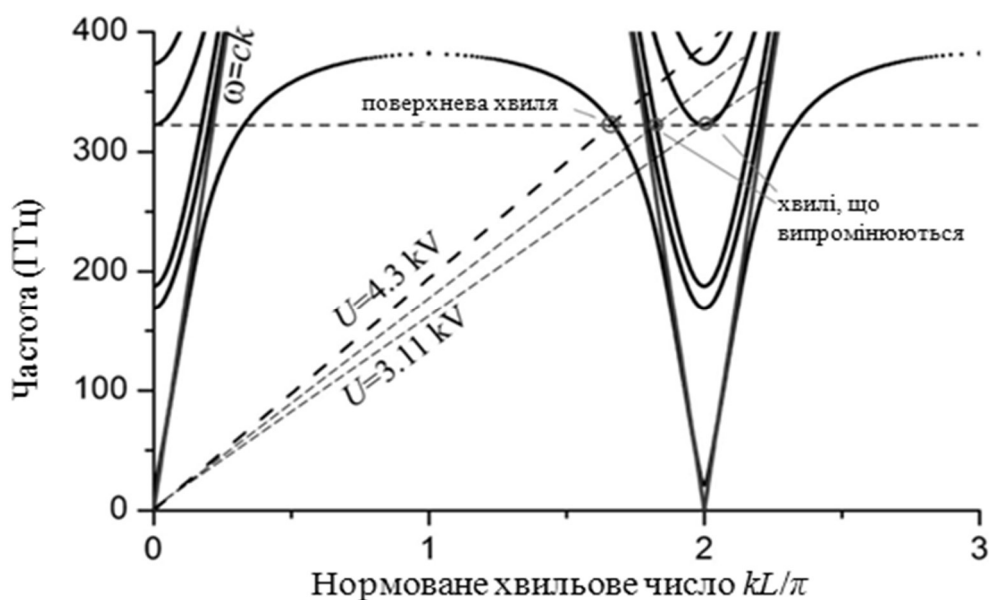


Рисунок 3.25 – Дисперсійна характеристика електродинамічної системи 300 ГГц клинотрона; лінії електронного пучка в діапазоні 3-4,5 кВ; точками позначені області однакових швидкостей пучка та хвиль

Рівняння збудження поверхневої хвилі в клинотроні має враховувати відбиття хвилі від кінців гребінки. Електричне поле буде суперпозицією прямих і зворотних хвиль, що поширюються в хвилеводі. Моді такого резонатора представимо з використанням ряду Флоке [195]:

$$\vec{E} = e^{-i\omega t} \sum_m \sum_n \left[C_m^+(z, t) \vec{E}_{mn}(y, k) \exp(ik_{mn}z) + C_m^-(z, t) \vec{E}_{-mn}(y, k) \exp(-ik_{mn}z) \right] \quad (3.17)$$

де E_{mn} , k_{mn} – розподіл поля і хвильове число n -ї гармоніки m -ї моди.

Граничні умови на кінцях гребінки ($z = 0$; $z = L$):

$$C_m^+(0, t) = \sum_j S_{22}(m, j, f_0) C_j^+(0, t) + \sum_j \frac{dS_{22}(m, j, f_0)}{df} \frac{\partial C_j^+(0, t)}{\partial t} \quad (3.18)$$

$$C_m^-(L, t) = \exp(i2k_m L) \sum_j \left(R_{11}(m, j, f_0) C_j^+(L, t) + \frac{dR_{11}(m, j, f_0)}{df} \frac{\partial C_j^+(L, t)}{\partial t} + \right. \\ \left. + R_{10}(m, j, f_0) \sum_i R_{01}(m, j, f_0) C_j^+(L, t - t_{pl}) \exp(i2k_{pl} L) \right)$$

Похідні за частотою та часом введені через використання нестационарного рівняння з урахуванням зсуву частоти f_0 від впливу просторового заряду. Елементи матриці розсіювання з'єднання гребінки з хвилеводом з поршнем позначені як R_{km} , L_{pl} – довжина хвилеводу, t_{pl} – час, за який хвиля поширюється до короткозамикаючого поршня і назад до з'єднання. Було розглянуто випадок повного поглинання енергії у портах вихідного хвилевода та електронної гармати, коли в матриці розсіювання Т-подібному з'єднанню $S_{k0}(i, j)$ присутні елементи, що визначають відбиття та трансформацію хвиль на границі з областю взаємодії.

За припущення взаємодії електронного пучка лише з поверхневою хвилею з однорідним розподілом поля вздовж ламелі гребінки, нестационарне рівняння для поширення зворотних і прямих хвиль має вигляд [186, 195, 198]:

$$v_{gr0}^{-1} \frac{\partial C_0^-}{\partial t} - \frac{\partial C_0^-}{\partial z} + \gamma_0 C_0^- = \frac{2}{N_0} \int_S \overline{j(t) \vec{E}_{-0}^* e^{i\omega t}} dS \quad (3.19)$$

$$v_{grm}^{-1} \frac{\partial C_m^-}{\partial t} - \frac{\partial C_m^-}{\partial z} + \gamma_m C_m^- = 0; m \geq 1$$

$$v_{grm}^{-1} \frac{\partial C_m^+}{\partial t} + \frac{\partial C_m^+}{\partial z} + \gamma_m C_m^+ = 0; m = 0, 1, 2, \dots$$

де γ - згасання моди через омичні втрати, v_{gr} - групова швидкість хвилі, а N_p - норма моди. Струм електронного пучка $j(t)$ отримаємо з тривимірного рівняння руху N великих часток з урахуванням ВЧ поля та магнітного поля МФС:

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\frac{e}{m} \left\{ \text{Re} \vec{E} + \frac{\left[\vec{v}_i \times (\vec{y} B \cos \alpha - \vec{z} B \sin \alpha) \right]}{c} \right\} \quad (3.20)$$

$$\left| \vec{v}_i \right|_{(y=0)} = v_e = \beta c;$$

$$\vec{j}(r, t) = \frac{2\pi J}{\omega N} \sum_{i=1}^N \vec{v}_i(r, t) \delta(r - r_i)$$

де v_e - швидкість електронів пучка, L - довжина гребінки, B - магнітне поле МФС, α - клинотронний кут, e та m - заряд та маса електрона.

Потужність випромінювання представлено додатком потужностей мод на порті вихідного хвилевода:

$$P_{out} = \sum_m \left| \sum_j S_{02}(m, i, f_0) C_j^-(0, t) + \sum_j \frac{dS_{02}(m, i, f_0)}{df} \frac{\partial C_j^-(0, t)}{\partial t} \right|^2 \quad (3.21)$$

3.5 Порівняння результатів моделювання з результатами експериментальних досліджень клинотронів

Результати розрахунків залежності потужності випромінювання від частоти, що реалізується завдяки електронному перестроюванню частоти в 300 ГГц клинотроні з параметрами, показаними в таблиці 3.2, представлено на рисунку 3.26. Моделювання показало резонансний характер залежності потужності випромінювання від частоти генерації навіть за значного впливу омичних втрат, що підтверджується експериментальними даними. Для порівняння результатів моделювання з експериментальними на рисунку 3.27 наведено данні вимірювань 300 ГГц клинотрона в МФС з полем 0,8 Т.

Результати моделювання показали, що перерозподіл потужності випромінювання, що розповсюджується в область електронної гармати P_{an} та у вивід енергії P_{out} , залежить від амплітудного і фазового співвідношення амплітуд електромагнітних хвиль $C_j^-(0)$, а також від елементів $S_{02}(0, j)$ та $S_{12}(i, j)$ матриці розсіювання. Резонанси об'ємних хвиль визначаються елементами матриць розсіювання $S_{22}(i, j)$, $R_{11}(i, j)$ і $R_{01}(0, i)$; $R_{10}(i, 0)$.

Положення поршня змінює фази відбитих хвиль, які після трансформації на хвилеводному з'єднанні з гребінкою впливають на резонансний характер поширення поверхневої та об'ємних хвиль. З метою дослідження ефектів, що забезпечують резонансну поведінку хвиль, було проведено порівняння результатів моделювання електронно-хвилевої взаємодії з урахуванням відбиття та трансформації хвиль резонаторі клинотрона, а також випадок відсутності такого впливу, коли коефіцієнти матриць розсіювання дорівнювали нулю.

Таблиця 3.2

Напруга пучка, кВ	Струм пучка, мА	Товщина пучка, мм	Період гребінки, мм	Ширина канавки, мм	Глибина канавки, мм	Довжина гребінки, мм	Магнітне поле, Т
2-5	150	0,14	0,1	0,05	0,17	15,5	0,8

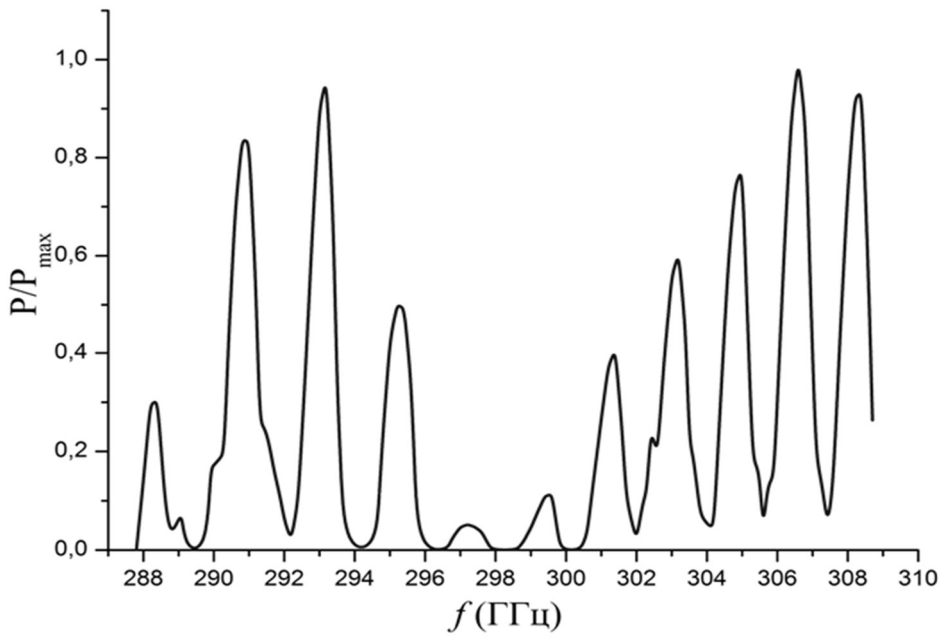


Рисунок 3.26 – Результати моделювання потужності випромінювання 300 ГГц
клинотрона

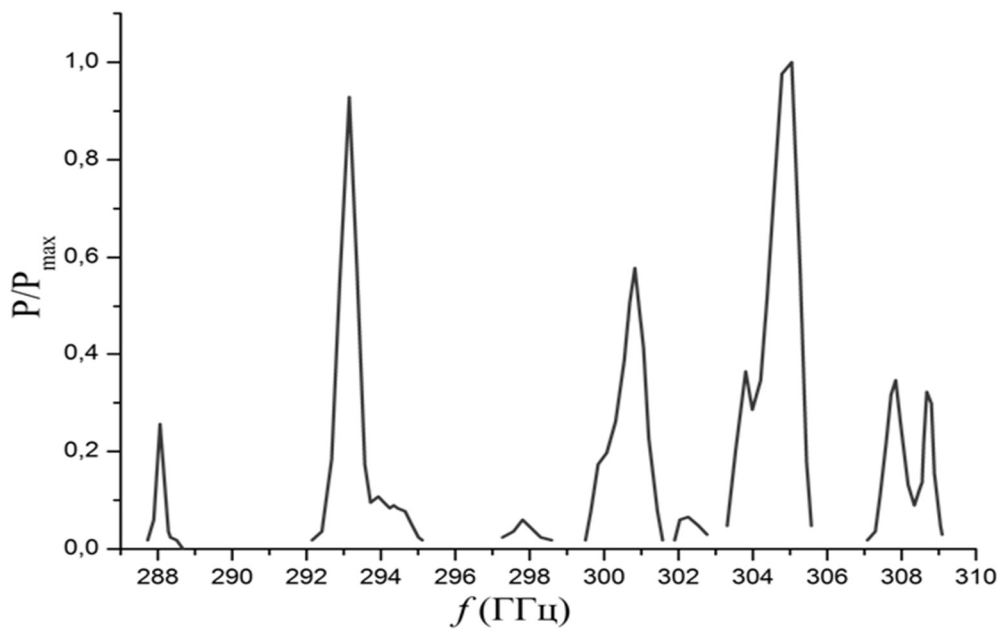


Рисунок 3.27 – Експериментальна залежність потужності випромінювання
300 ГГц клинотрона від частоти генерації

На резонанси поверхневої хвилі суттєво впливають елементи $R_{11}(0,1)$, що визначають відбиття хвиль від кінця гребінки в області колектора та трансформацію об'ємної хвилі в поверхневу. Також на резонанси поверхневої хвилі впливають елементи $R_{01}(0,1)$ та $R_{10}(0,0)$, які визначають поширення об'ємних хвиль резонатора в хвилевід з поршнем з подальшим їх відбиттям і трансформацією відбитої хвилі в поверхневу хвилю гребінки на з'єднанні. Занулення зазначених елементів унеможливило трансформації об'ємних хвиль в поверхневу в області колектора, що дає можливість для аналізу резонансів об'ємних хвиль.

Потужність випромінювання, що потрапляє до виводу енергії, за відсутності трансформації об'ємних хвиль в поверхневу визначається лише поширенням мод з області взаємодії крізь T-перехід до порту 0. В такому разі в резонаторі клинотрона резонансні властивості притаманні лише об'ємним хвилям, що не взаємодіють з електронним пучком. Така модель дозволяє дослідити вплив поширення об'ємних хвиль з урахуванням їх відбиття від поршня на потужність випромінювання, що потрапляє до порту 0 у виводі енергії за незмінної ефективності електронно-хвильової взаємодії.

Було розглянуто залежність потужності випромінювання від умов відбиття об'ємних хвиль від поршня на частотах $f = 280$ ГГц і 302 ГГц, що згідно електронному перестроюванню частоти клинотрона дорівнює прискорювальній напрузі пучка близько $2,8$ кВ та $3,55$ кВ. Елементи матриці $S_{km}(i, j)$ для зазначених випадків демонструють збудження поверхневої хвилі в області взаємодії з подальшою передачею енергії від поверхневої хвилі першій об'ємній моді, в той час як амплітуди вищих об'ємних мод в резонаторі залишаються незначними. Результати моделювання значень потужності випромінювання, що потрапляє у вивід енергії P_{out} , потужності випромінювання, що поширюється в область електронної гармати крізь анодну апертуру P_{an} , а також електронний ККД в залежності від фази об'ємної хвилі, що відбивається від поршня у хвилеводі в області колектора ($2kL_{pl}$), продемонстровано на рис. 3.28.

Залежності, що зображено на рисунках 3.28 (а) та (б), отримано в результаті моделювання з урахуванням відбиття та трансформації хвиль, в той час як залежності на рисунку 3.28 (в) отримані у разі урахування лише відбиттів об'ємних хвиль від поршня, коли елементи $R_{11}(0,1) = R_{10}(0,0) = 0$.

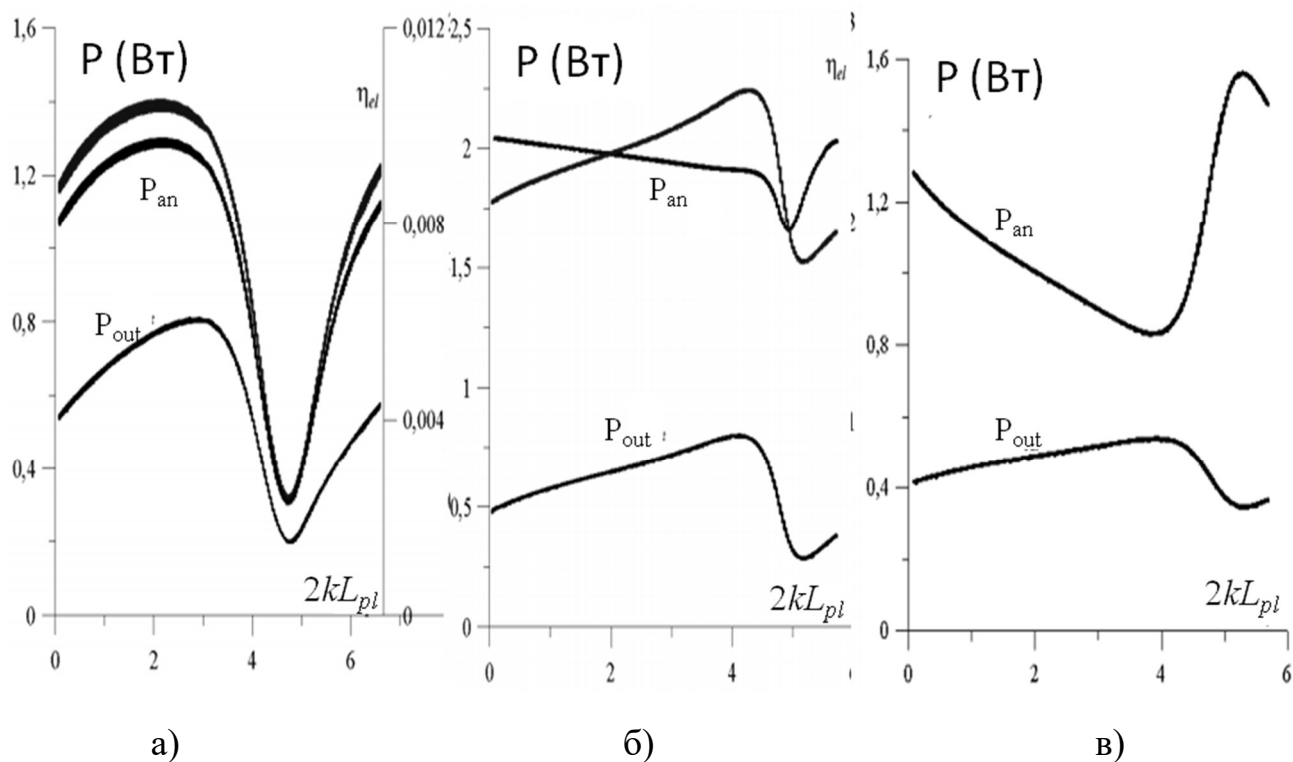


Рисунок 3.28 – Залежності потужності випромінювання P_{out} , що потрапляє у вивід енергії, потужності випромінювання P_{an} , що поширюється в область електронної гармати, та електронного ККД від положення поршня:

(а) $f = 302$ ГГц; (б) $f = 280$ ГГц; (в) $f = 280$ ГГц, коли $R_{01}(0,1) = 0$

Аналіз результатів моделювання продемонстрував, що ефективність електронно-хвильової взаємодії суттєво залежить від резонансного характеру поверхневої хвилі, що збуджується електронним пучком поблизу поверхні гребінки та обмінюється енергією з об'ємними хвилями резонатора в областях з'єднань гребінки з хвильоводами. Також було продемонстровано, що резонансний характер поширення об'ємних хвиль в електродинамічній системі клинотрона суттєво впливає на залежність потужності випромінювання від умов відбиття хвиль в колекторній області навіть у випадках, коли умови поширення

об'ємних хвиль не викликають зміни ефективності електронно-хвильової взаємодії. І ще один важливий висновок, який було зроблено за результатами моделювання, полягає у значному впливі умов відбиття хвиль від поршня в колекторній області на перерозподіл потужності випромінювання, що поширюється в вивід енергії та в область електронної гармати.

Таким чином, в результаті моделювання показано, що параметри взаємодії електронного пучка з поверхневою хвилею, а також резонансний характер залежності потужності випромінювання істотно залежать від відбиттів і трансформацій хвиль в областях хвильоводних з'єднань електродинамічних систем клинотронів. Було показано, що потужність випромінювання, що поширюється в область електронної гармати P_{an} та у вивід енергії P_{out} , змінюються в фазі з електронним ККД в залежності від зміни положення поршня на робочій частоті 302 ГГц, однак зміни потужності випромінювання відбуваються в протифазі зі змінами електронного ККД в залежності від положення поршня на частоті 280 ГГц. Поясненням такого характеру змін потужностей та електронного ККД на частоті 302 ГГц може бути слабкий зв'язок об'ємних хвиль в області взаємодії з хвилями у виводі енергії, коли потужність випромінювання в основному визначається передачею енергії від поверхневої хвилі до мод хвильоводу, що є виводом енергії. На частоті 280 ГГц об'ємні хвилі з області взаємодії ефективно поширюються у вивід енергії, має місце сильний резонанс об'ємних хвиль в резонаторі клинотрона, що призводить до збільшення вихідної потужності у виводі енергії і значного зменшення потужності, що поширюється в область електронної гармати P_{an} (рис. 3.28 в). Передача енергії від об'ємних хвиль C_m^+ до поверхневої хвилі C_0^- в області взаємодії сприяє істотному впливу резонансу об'ємних хвиль на параметри електронно-хвильової взаємодії, що в результаті підвищує електронний ККД і вихідну потужність, що перерозподіляється між виводом енергії P_{out} та областю електронної гармати P_{an} (рис. 3.28 б).

Експериментальна залежність частоти випромінювання клинотронів від прискорювальної напруги електронного пучка складається з зон генерації, що

розділені зонами з малою потужністю, як видно з характеристики 200 ГГц клинотрону (рис. 3.29). Запропонована теоретична модель, що враховує відбиття та трансформації хвиль за допомогою розрахунку матриць розсіяння, якісно пояснює резонансний характер залежності потужності випромінювання від частоти, що спостерігається в експериментальних дослідженнях.

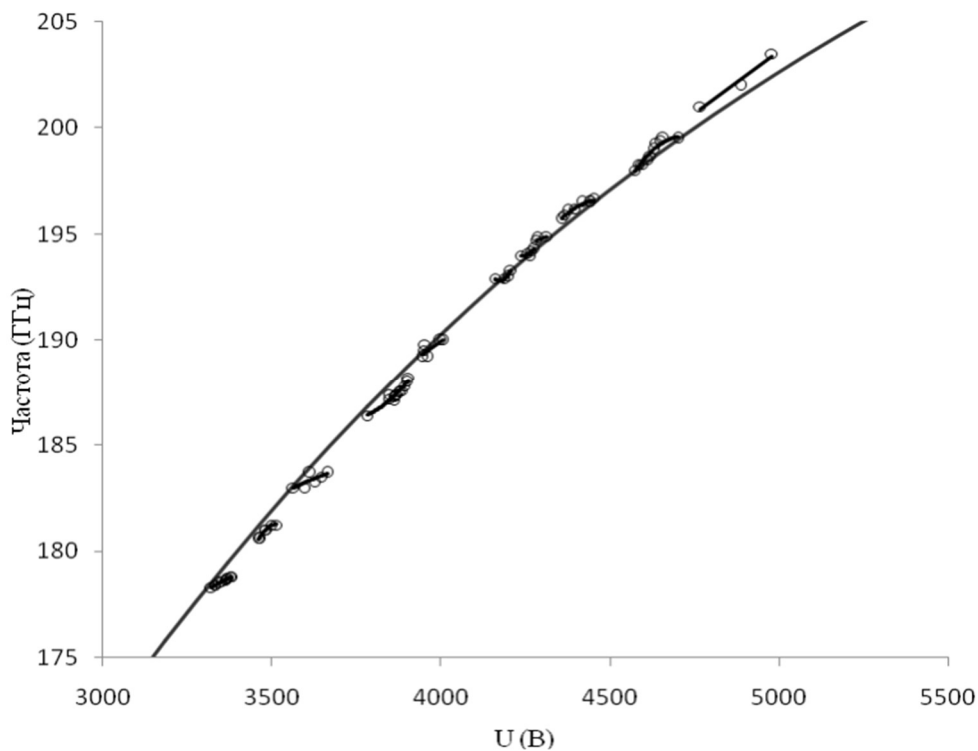


Рисунок 3.29 – Електронне перестроювання частоти 200 ГГц клинотрону з параметрами гребінки: період 0,166 мм, висота ламелі=0,285 мм

На рис. 3.30 представлено залежність потужності випромінювання 300 ГГц клинотрону, де суцільна лінія – дисперсії гребінки у двовимірному наближенні, точки – результати моделювання, хрестики – експериментальні данні. В експериментальних дослідженнях було використано клинотрони, що були виготовлені в відділі вакуумної електроніки ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України.

Установка для експериментальних досліджень, схема якою представлена на рисунку 3.31, складається з джерела електромагнітного випромінювання типу клинотрон, високовольтного джерела живлення, що забезпечує прискорювальну напругу електронного пучка та напругу розжарювання катоду, вимірювача довжини хвилі випромінювання (хвилеводного або інтерферометричного),

вимірювача потужності, детектора сигналу та осцилографа. Вимірювання частоти генерації проводилися як хвилеводним вимірювачем в імпульсному режимі прискорювальної напруги з тривалістю імпульсів 10 нс і частотою повторення 100 Гц, так і вимірювачем довжини хвилі типу інтерферометра Фабрі-Перо в режимі безперервної генерації. В імпульсному режимі вимірювань за допомогою осцилографа реєструвалися часова реалізація сигналу з СВЧ-детектора синхронно з реалізацією прискорювальної напруги, отриманої за допомогою високовольтного діляника. В безперервному режимі роботи вимірювання довжини хвилі проводилося як хвилеводним вимірювачем, так і інтерферометром для точного встановлення діапазонів прискорювальної напруги для кожної зони генерації. Крім того, в результаті вимірювань за допомогою інтерферометра Фабрі-Перо було підтверджено одночастотну генерацію в межах зон, а також встановлено зони генерації випромінювання з можливим багаточастотним режимом, що потребує додаткового дослідження аналізу спектру. Вимірювання проводилися у діапазоні прискорювальної напруги до 6,0 кВ та діапазоні струму пучка до 200 мА. Калібрований болометричний вимірювач потужності випромінювання з набором прямокутних хвилеводів з каліброваними перетинами забезпечував вимірювання потужності в декількох частотних діапазонах.

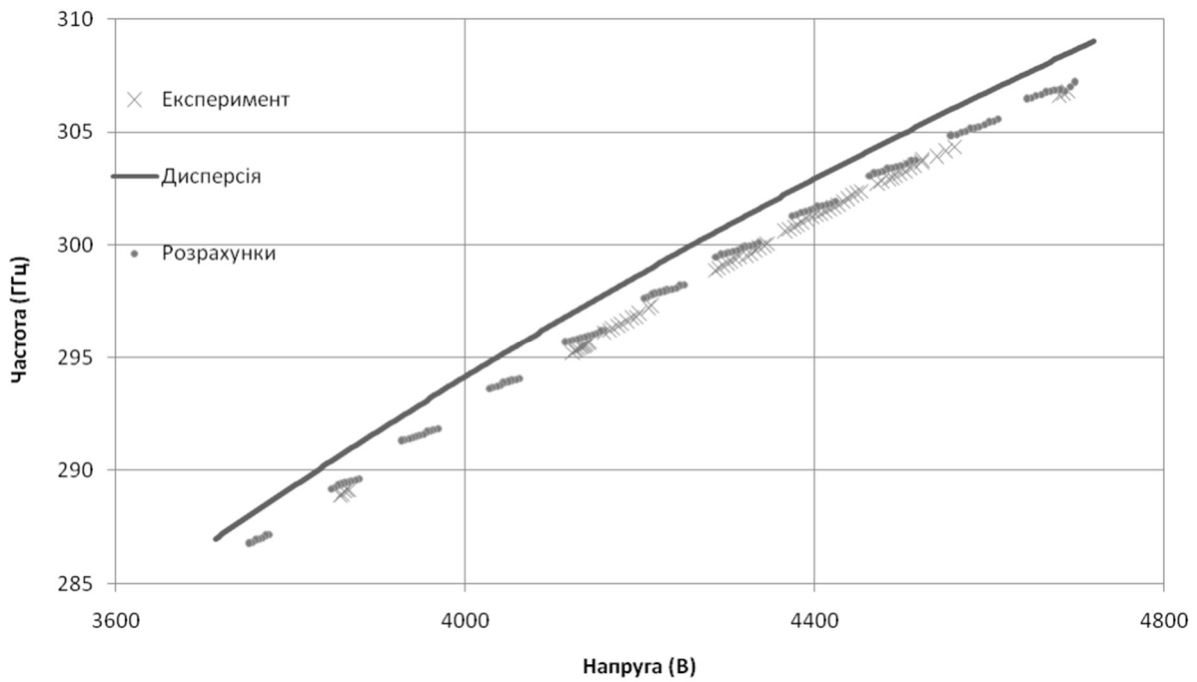


Рисунок 3.30 – Розрахункова залежність частоти від напруги порівняно з двовимірною аналітичною дисперсією і експериментальними даними

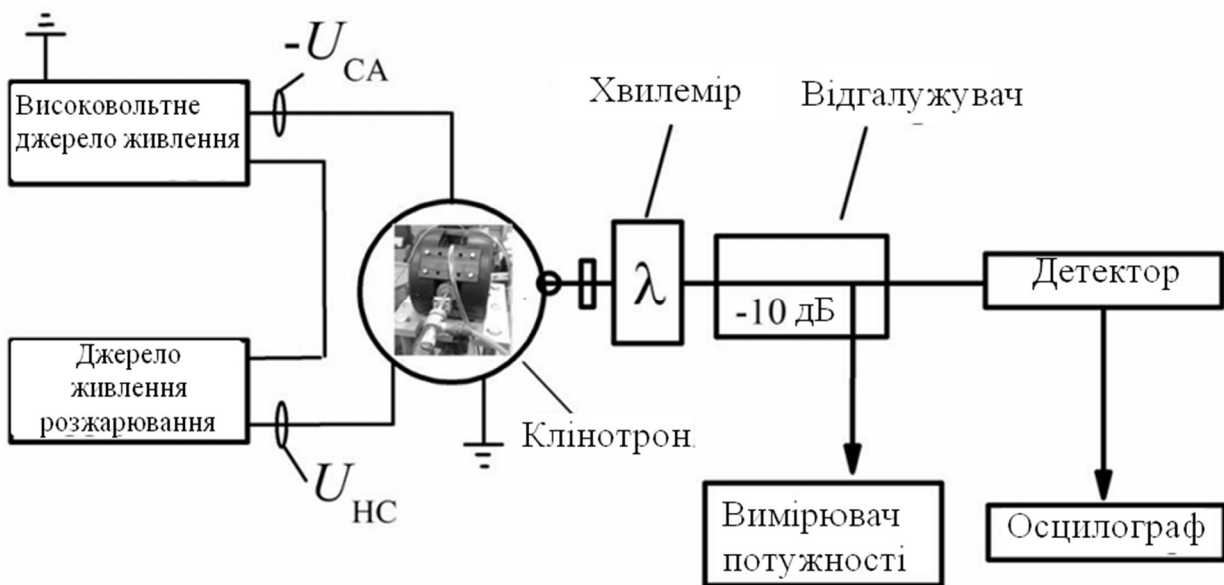


Рисунок 3.31 – Схема експериментальних вимірювань залежності потужності випромінювання від частоти генерації клинотронів

3.6 Висновки до розділу 3

У цьому розділі узагальнено результати робіт з дослідження впливу омичних втрат, а також відбиття та трансформації хвиль на ефективність електронно-хвильової взаємодії у надрозмірних резонаторах клинотронів мм та субмм діапазонів. У рамках цього напрямку досліджень:

В результаті дослідження залежності провідності матеріалу гребінки від шорсткістю поверхні та від нагріву внаслідок осідання електронного пучка, показано, що такі додаткові омичні втрати призводять до суттєвого зниження швидкості зростання вихідної потужності випромінювання від електронного струму в постійному клинотронному режимі на відміну від імпульсного режиму, що добре узгоджується з експериментальними результатами. Зокрема, вимірювання методом інтерферометричної мікроскопії значення чистоти поверхні гребінок клинотронів продемонструвало, що розміри неоднорідностей перевищують глибину скін шару починаючи з частот 100-150ГГц, що обумовлює різке збільшення омичних втрат поверхневих хвиль.

В результаті аналізу впливу відбиття та трансформації хвиль у надрозмірному резонаторі на вихідні характеристики клинотрона, показано, що трансформація поверхневої хвилі у об'ємну призводить до резонансного характеру збудження коливань навіть за наявності суттєвих затухань поверхневих хвиль в електродинамічній системі клинотрону. Завдяки трансформації поверхневої та об'ємних хвиль у місцях з'єднання гребінок з хвилеводними трактами залежність вихідної потужності 300ГГц клинотрона від частоти є резонансною, що підтверджено результатами експериментальних досліджень.

Встановлено та проаналізовано вплив відбиття та трансформації хвиль у надрозмірному резонаторі клинотрона на перерозподіл енергії, що розповсюджується у вихідний хвилевід, анодну апертуру гармати та відбивається у простір взаємодії, що регулюється параметрами відбиття хвиль в

в області колектора. Показано, що завдяки трансформації хвиль в областях виводу енергії та колектора, а також з урахуванням фаз відбиття поверхневої хвилі можливе підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії в надрозмірних резонаторах клинотронів.

Результати цього розділу опубліковані в роботах [3, 9, 10, 12, 13, 15, 16, 18–21, 24, 33, 34].

РОЗДІЛ 4

ЗБУДЖЕННЯ ОБ'ЄМНО-ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ У КЛИНОТРОНАХ З НЕОДНОРІДНИМИ СИСТЕМАМИ, ЩО СПОВІЛЬНЮЮТЬ РУХ ХВИЛІ

У клинотроні з неоднорідною гребінкою зворотний зв'язок традиційно було зумовлено зворотною поверхневою хвилею, тоді як вивід енергії випромінювання відбувався вздовж нормалі до поверхні гребінки крізь діелектричну лінзу [242, 243]. Дисперсійна характеристика неоднорідної гребінки розпадається на кілька робочих смуг, де кількість смуг визначається кількістю малих періодів l в великому періоді L [244-247]. В результаті поділу дисперсії на складові, в спектрі просторових гармонік з'являються швидкі хвилі, що відриваються від поверхні гребінки. Зазначеними властивостями володіють тільки гармоніки, що знаходяться в вищих смугах пропускання, в той час як у першій смузі пропускання всі гармоніки є поверхневими. Разом з чисельними перевагами клинотронів з багатоступеневими гребінками та квазіоптичним виводом енергії [242], слід відзначити такі недоліки як вузький діапазон електронного перестроювання частоти і великі дифракційні втрати.

У цьому розділі дисертаційної роботи досліджується механізм зворотного зв'язку на об'ємно-поверхневих хвилях, що збуджуються в резонаторах клинотронів з неоднорідними гребінками. Використання багатоступеневої гребінки, що розташовано в об'ємному резонаторі, пропонується з метою зниження впливу ВЧ омичних втрат, а також підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії в приладах, заснованих на випромінюванні Вавилова-Черенкова. В таких генераторах можна здійснити виведення енергії у верхній стінці подібно виводу енергії, що реалізовано в ГДВ (оротроні) [248-259].

4.1 Відкриті коливальні багатоступеневі системи

Розрахунок і аналіз дисперсійних характеристик багатоступеневих гребінок проводиться за допомогою методу часткових областей. Дослідження спектральних характеристик випромінювання нерелятивістського пучка, що рухається поблизу відкритої гребінки або гребінки з екраном, проводиться за допомогою рішення задачі дифракції поля хвилі струму на багатоступеневій гребінці. Над багатоступеневою гребінкою рухається модульований електронний потік із заданою щільністю струму

$$j = I_0 \delta(z) e^{i\left(\frac{\omega}{v_e} y - \omega t\right)} \quad (4.1)$$

де I_0 – амплітудне значення щільності струму, ω – циклічна частота модуляції пучка; $\delta(z)$ – дельта-функція Дірака; v_e – швидкість пучка. Зв'язок регулярної постійної величини I_0 зі струмом пучка I_e визначається виразом (4.2), де h_e – ширина пучка.

$$I_0 = \frac{I_e}{h_e} e^{h_e(a_0 - a)} (1 - e^{-h_e a_0}) \quad (4.2)$$

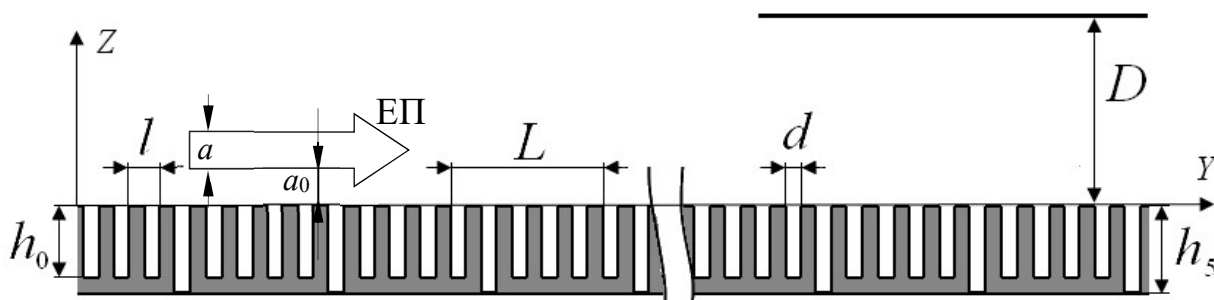


Рисунок 4.1 – Основні геометричні параметри багатоступеневої плоскої гребінки (порядок $Q=5$, період $L=5l$)

Розгляд впливу ВЧ омічних втрат на процес збудження хвиль, що відриваються від поверхні гребінки, проведено за допомогою діелектрика з втратами ($\text{Re } \varepsilon = 1$, $\text{Im } \varepsilon \neq 1$), що розміщено в елементарних резонаторах багатоступінчастої плоскою гребінки. Поле над гребінкою розкладено в ряд Фур'є за просторовими гармоніками з періодом L

$$H_x = e^{ik_0 y} \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_r e^{ir \frac{2\pi}{L} y} e^{iq_r z} \quad (4.3)$$

В канавках гребінки поле представлено у вигляді ряду за хвильовими модами згідно з роботою [260-262]

$$H_x = \sum_{n=0}^{\infty} D_{nq} \sqrt{\varepsilon} \cos \sqrt{k^2 - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} (z + h_p) \cos \left(\frac{n\pi}{d} (y - ql)\right) \quad (4.4)$$

$$y = ql \div ql + d$$

де $k_0 = \omega/v_e$; $q_r = \sqrt{k^2 - k_r^2}$; $k_r = k_0 + r2\pi/L$; $k = \omega/c$. Методом перерозкладень у довгохвильовому наближенні ($d \ll \lambda$) отримаємо наступну систему рівнянь для визначення коефіцієнтів розкладу поля [260-262]

$$\sum_{p_0=1}^Q D_{p_0} [\delta_p^{p_0} \cos(\sqrt{\varepsilon} k h_p) + i \frac{kd}{L} \sin(\sqrt{\varepsilon} k h_{p_0}) \times \quad (4.5)$$

$$\times \sum_{r=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin(k_r d/2)}{k_r d/2} \right)^2 \frac{e^{ik_r (p-p_0)l}}{q_r}] = j_0 e^{iplk_0}$$

$$p = 1, 2, 3, \dots, Q$$

Розглянемо дисперсійну залежність багатоступеневої системи з порядком $Q = 5$. Вирішуючи однорідне рівняння (4.5) отримуємо дисперсійну характеристику відкритої системи (рис. 4.2). Дисперсія п'ятиступінчастої

гребінки розбивається на п'ять смуг. З ростом номера смуги пропускання зменшується крутизна дисперсійної залежності, при цьому зменшується і потік потужності, що переноситься хвилею вздовж системи. В результаті зростає опір зв'язку і ВЧ омичні втрати. В області існування хвиль, що відриваються від поверхні гребінки ($k_0 < k$), хвильове число приймає комплексні значення, та хвиля, поширюючись вздовж гребінки, втрачає енергію на випромінювання.

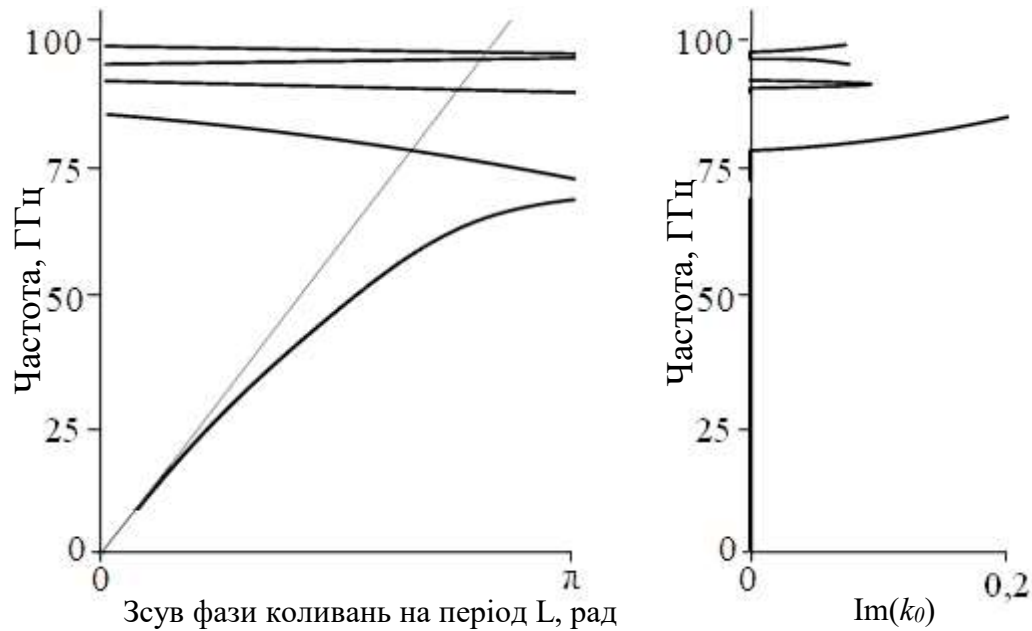


Рисунок 4.2 – Дисперсія п'ятиступеневої гребінки з $h_5=1,1h_1$

Збільшення параметра h_Q/h_0 призводить до більших спотворень дисперсійної залежності. В цьому випадку для першої смуги пропускання спостерігається зменшення граничної частоти, що відповідає ВЧ відсіченню.

Також з рішення системи (4.5) можна визначити інтенсивність випромінювання (в дальній зоні) модульованого пучка, що рухається над багатоступінчастою гребінкою. На рис. 4.3 показано зміна інтенсивності випромінювання модульованого пучка, що рухається поблизу поверхні п'ятиступінчастою гребінки ($h_0=0,66$), від частоти модуляції пучка для декількох значень параметра h_Q/h_0 .

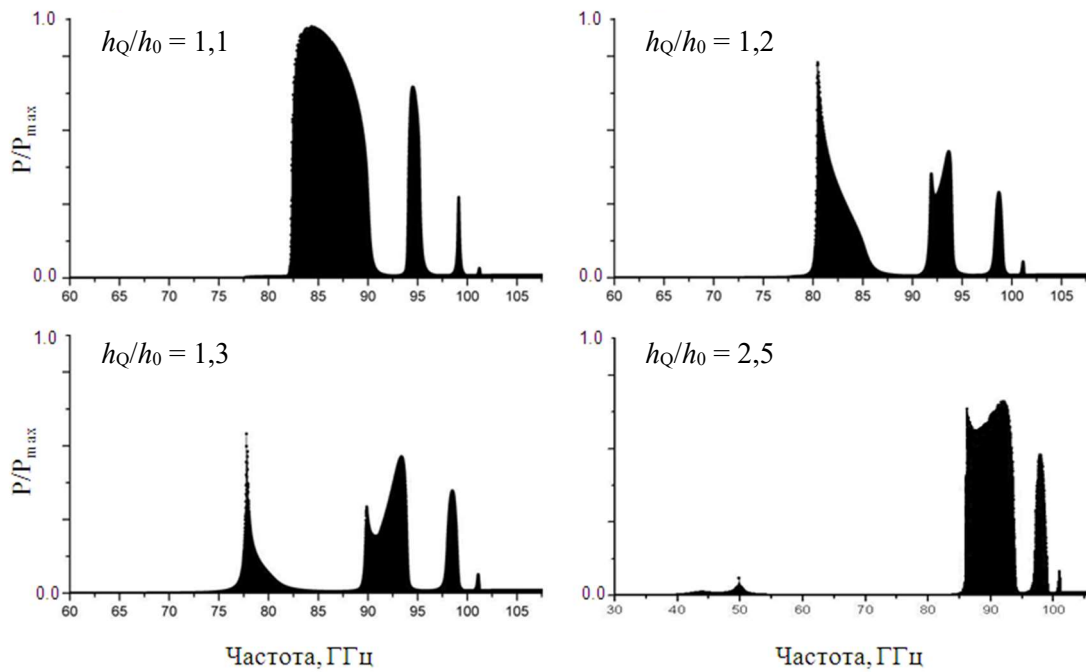


Рисунок 4.3 – Результати розрахунку випромінювання модульованого пучка (швидкість $\beta = 0,088\dots 0,14$)

З рис. 4.3 можна зробити висновок, що максимум інтенсивності випромінювання модульованого пучка спостерігається за невеликих значень h_Q/h_0 . Для випадка $h_Q/h_0 = 1,1$ максимум інтенсивності випромінювання розташовується в другій смузі пропускання на частотах близьких 85 ГГц, що відповідає зсуву фази коливань $0,3 - 0,4\pi$ на період системи l .

Зі збільшенням параметра h_Q/h_0 спостерігається зміщення смуг випромінювання пучка в область більш низьких частот, а також розширення смуг пропускання з вищими номерами. Інтенсивність випромінювання в другій смузі пропускання знижується, та за великих значень h_Q/h_0 максимум випромінювання зосереджується в третій смузі пропускання гребінки. Така особливість збудження відкритих п'ятиступінчастих систем була експериментально виявлена і описана в [99].

Вплив ВЧ омічних втрат на інтенсивність випромінювання хвиль, що відриваються від поверхні багатоступінчастої плоскою гребінки, досліджувався шляхом порівняння відповідних залежностей випромінювання в дальній зоні без урахування втрат і за наявності втрат в системі. Результати розрахунків (рис. 4.4)

показують, що хвилі, що відриваються від поверхні гребінки, мають високу чутливість до введених втрат в порівнянні з випромінюванням Сміта-Парселла.

Для порівняння отриманих результатів було проведено моделювання тривимірної п'ятиступінчастою гребінки в кодї CST Particle Studio. На рис. 4.4 в, г, д, е порівнюються результати, отримані з рішення (4.5) (позначені суцільною кривою), з результатами, отриманими в ходї моделювання системи прямими чисельними методами (позначені пунктиром). Слід зазначити, що на відміну від (4.5) моделювання збудження гребінки в кодї CST Particle Studio проведено за допомогою одиночного електронного згустку. Спектр коливань визначається за допомогою перетворення Фур'є часової реалізації зміни амплітуди електричного поля, яка визначається в конкретній точці простору моделі.

Теоретично й експериментально відомо [262], у разі руху модульованого пучка над періодичною системою можливе збудження випромінювання Сміта-Парселла в діапазоні частот, що визначаються наступним виразом

$$\frac{c}{l(1 + c/v_e)} < f < \frac{c}{l(1 - c/v_e)}. \quad (4.6)$$

Користуючись виразом (4.6) та відомої дисперсією відкритої багатоступінчастої гребінки проведено розпізнання механізмів випромінювання, що збуджується при чисельному експерименті.

Наведені залежності інтенсивності збуджених коливань в дальній зоні від частоти модуляції пучка (рис. 4.4) показують, що інтенсивність випромінювання хвиль, що відриваються від поверхні багатоступінчастої гребінки, в кілька разів перевищує за інтенсивністю випромінювання Сміта-Парселла. Внесення ВЧ втрат в систему чинить слабкий вплив на інтенсивність випромінювання Сміта-Парселла. Отже, цей факт може свідчити про більший зв'язок хвиль, що відриваються від гребінки, в порівнянні з хвилями, пов'язаними зі збудженням випромінювання Сміта-Парселла.

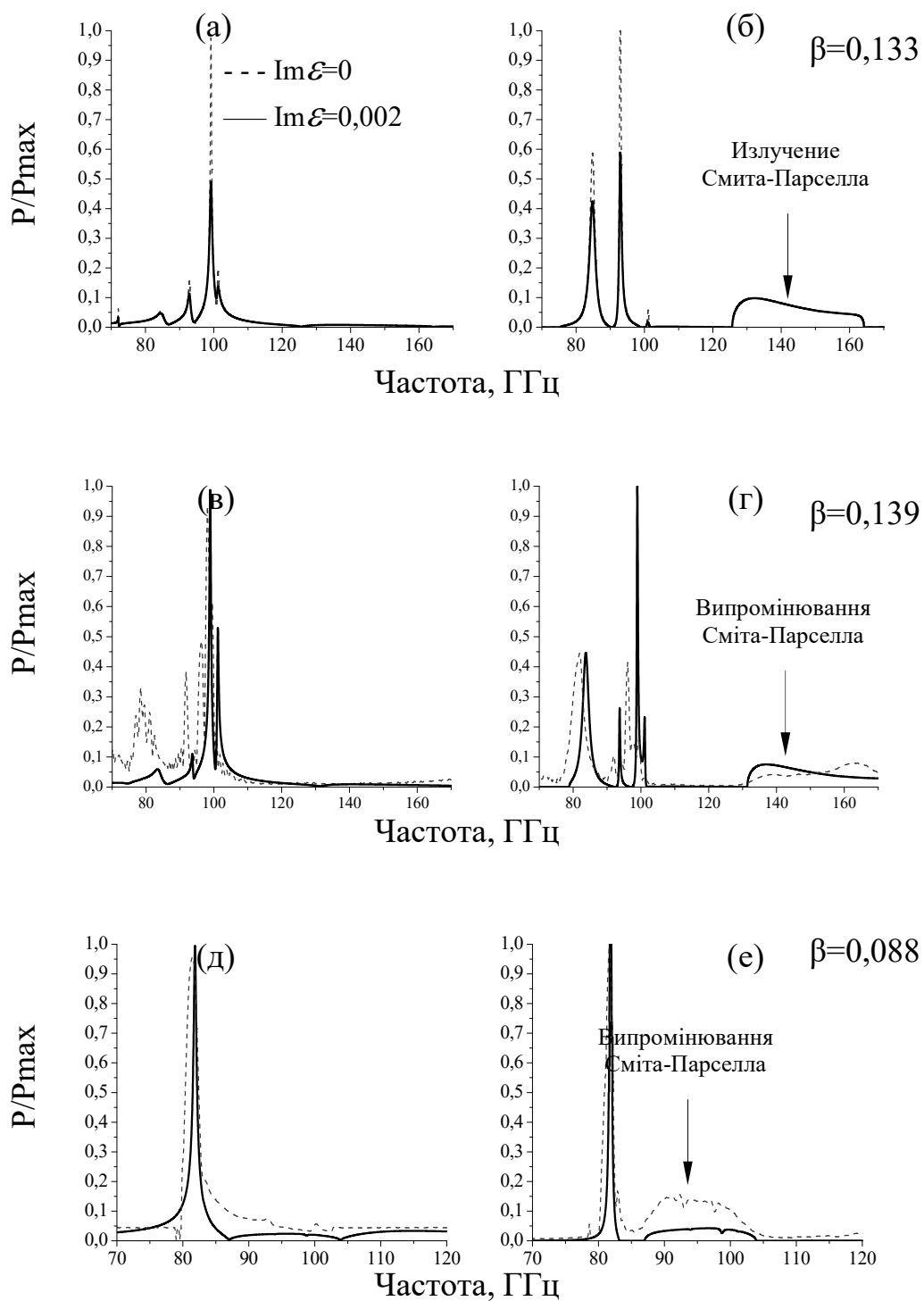


Рисунок 4.4 – Випромінювання модульованого пучка поблизу поверхні п'ятиступінчастою гребінки (а, в, д) та в дальній зоні (б, г, е) за різних швидкостей пучка β : для в, г, д, е – рішення (4.5) (—), CST Particle Studio (- - -)

Поблизу поверхні гребінки існує переважно одна гармоніка з амплітудою поля, що перевищує амплітуди інших гармонік за даних значень фазових швидкостей (рис. 4.4). Таким чином, в клинотроні з квазіоптичним виводом реалізується одночастотний режим генерації коливань. Дані результати також якісно узгоджуються з теоретичними та експериментальними результатами, отриманими в роботі [242].

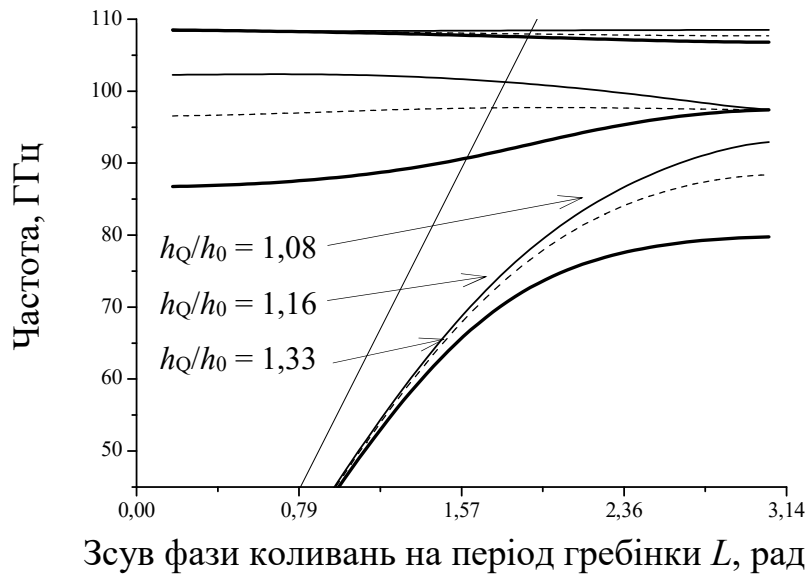


Рисунок 4.5 – Дисперсійна характеристика трьохступеневої гребінки за різних значеннях параметра h_Q/h_0

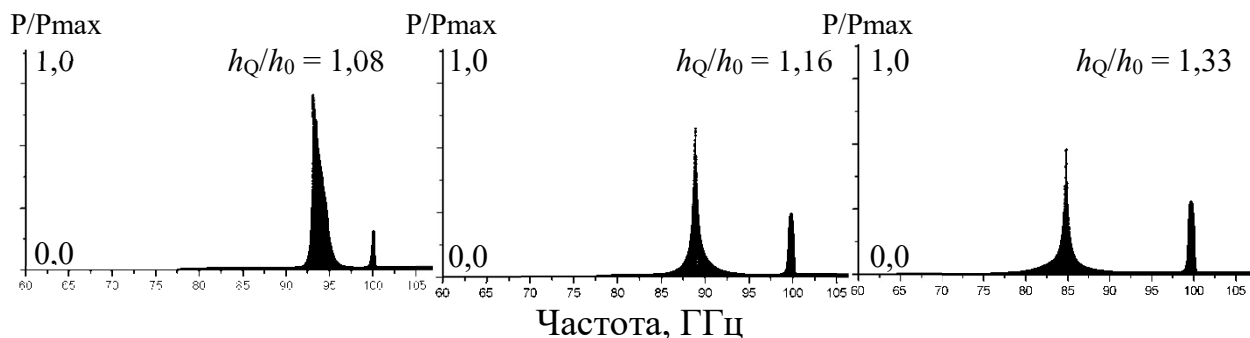


Рисунок 4.6 – Інтенсивність випромінювання модульованого пучка за різних значеннях параметра h_Q/h_0 (швидкість пучка $\beta = 0,088\dots 0,14$)

Одним з способів розрядити спектр коливань в системах з багатоступінчатими гребінками є зменшення кількості смуг пропускання

дисперсійної характеристики. Виходячи з цього, для розрядження спектра можливих видів коливань ЛЗХ-генератора з багатоступеневою гребінкою було вирішено зменшити порядок гребінки до $Q = 3$. На рис. 4.5. наведено дисперсійні залежності, отримані за різних параметрів h_Q/h_0 . Максимум інтенсивності випромінювання, пов'язаного зі збудженням хвиль, що відриваються від поверхні гребінки, в залежності від частоти модуляції пучка, є у другій смузі (рис. 4.6). Зміна параметра h_Q/h_0 призводить до зсуву максимуму інтенсивності випромінювання за частотою та зміні ширини смуги.

Виходячи з можливості збудження хвиль, що відриваються від поверхні багатоступінчастої гребінки, слід також очікувати, що такі хвилі будуть збуджуватися у разі падіння об'ємної хвилі на гребінку. Для дослідження такої можливості, розглянемо дифракцію плоскої хвилі на багатоступінчастої гребінці [263]. Хвиля одиничної амплітуди падає під кутом α до гребінки

$$H_x = e^{i(ky \sin \alpha - kz \cos \alpha - \omega t)} \quad (4.7)$$

У разі малих затухань об'ємна хвиля майже не втрачає енергію, в той час як поверхнева хвиля сильно чутлива до втрат. У разі, коли об'ємна хвиля збуджує хвилі, що відриваються від гребінки, коефіцієнт перетворення буде менше одиниці через втрати енергії поверхневої складової хвилі в діелектрику. Кут падіння і частоту, за яких відбувається ефективно збудження хвилі, що відривається від поверхні гребінки, можна знайти з перетину дисперсійних залежностей (рис. 4.2)

$$f = \frac{c \sin \alpha}{2L} \frac{k_0 L}{\pi} \quad (4.8)$$

Результат вирішення задачі дифракції хвилі на п'ятиступінчастій гребінці з параметрами $h_Q/h_0 = 1,2$ и $h_0 = 0,66$ мм наведено на рис. 4.7. Видно, що існує

деякий резонансний кут, за якого об'ємна хвиля ефективно збуджує власні поверхневі гармоніки гребінки.

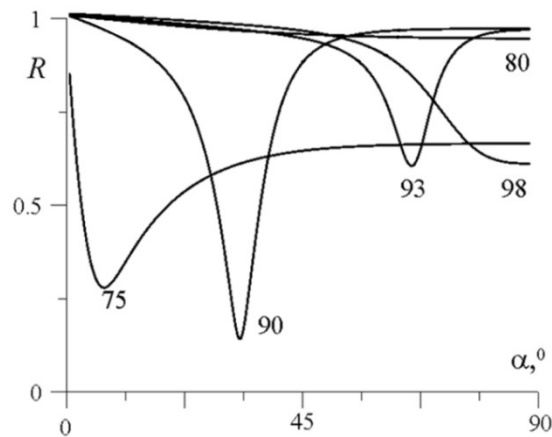


Рисунок 4.7 – Коефіцієнт перетворення нульової гармоніки в залежності від кута падіння α (цифрами позначено частоту об'ємної хвилі)

4.2 Багатоступеневі системи, що сповільнюють рух хвиль, з екраном

4.2.1 Дисперсійні характеристики багатоступеневих плоских гребінок з екраном

Розглянемо хвилевід з багатоступеневою плоскою гребінкою. Введемо змінну D , яка визначає відстань від поверхні гребінки до екрану. В такому випадку швидкі гармоніки поля багатоступінчастої гребінки будуть відбиватися від екрану, і хвилі не будуть випромінюватися у вільний простір. Хвильові числа стають дійсними, а екран за певних умов утворює зворотний зв'язок за об'ємною хвилею. В полі над гребінкою з'являється хвиля, що відбита від екрану.

У дослідженнях багатоступеневих плоских гребінок з екраном проводиться розрахунок дисперсійних характеристик, в залежності від геометрії системи, оцінюються величини опору зв'язку, добротності і потужності взаємодії. Також проводиться моделювання багатоступеневих плоских гребінок з екраном в двомірному наближенні за допомогою коду Poisson Superfish RF

Solver, з метою визначення структури поля для різних типів коливань досліджуваної системи.

Дисперсійне рівняння, так само як у випадку відкритої багатоступінчастої плоскою гребінки, знайдемо методом перерозкладу [260]:

$$\sum_{p_0=1}^Q D_{p_0} [\delta_p^{p_0} \cos(\sqrt{\varepsilon} k h_p) + \frac{kd}{L} \sin(\sqrt{\varepsilon} k h_{p_0})] \times \\ \times \sum_{r=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin(k_r d/2)}{k_r d/2} \right)^2 \frac{e^{ik_r(p-p_0)l}}{\tan(q_r D) q_r} = 0 \quad (4.9)$$

$$p = 1, 2, 3, \dots, Q$$

Втрати в системі як і раніше задаються шляхом введення в канавки гребінки діелектрика з втратами ($\text{Re}\varepsilon = 1$, $\text{Im}\varepsilon \neq 0$), та хвильове число стане комплексним.

Опір зв'язку пучка з синхронної просторової гармонікою хвилі R_r [76]

$$R_r = \frac{|E_{y_r}|^2}{2k_r P} \quad (4.10)$$

де E_{y_r} – амплітуда синхронної r -й просторової гармоніки поля, P – потік потужності, що несе хвиля вздовж осі системи OY . У резонаторі, що утворено участком лінії з ідеальними відбивачами на кінцях, власна добротність Q_o коливань

$$Q_o = \frac{\omega'}{2\omega''}, \quad (4.11)$$

де ω' , ω'' – дійсна та уявна частини частоти [264].

Потужність взаємодії модульованого пучка з полями, що збуджуються, визначимо у вигляді

$$P = \int_V \vec{j}(t) \vec{E}_r(t) dV \quad (4.12)$$

де $\vec{E}_r(t) = \vec{E}_r(\vec{r})e^{-j\omega t}$ – ВЧ поле r -ї просторової гармоніки, V – об'єм, що займає електронний потік, $\vec{j}(t)$ – щільність струму модульованого пучка (4.1).

Дисперсія п'ятиступінчастою плоскою гребінки з екраном для -1 гармоніки в залежності від зсуву фази коливань θ на період l показана на рис. 4.8.

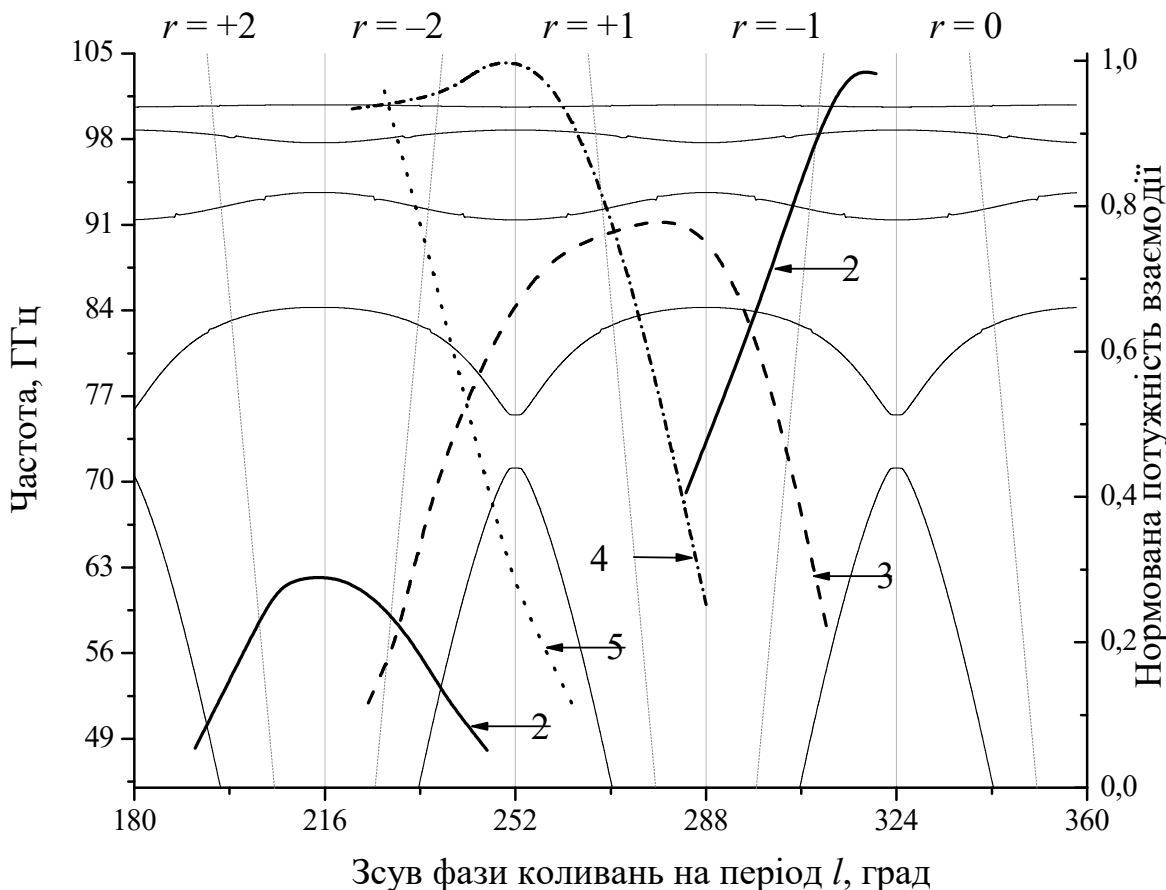


Рисунок 4.8 – Дисперсійна характеристика для -1 гармоніки п'яти симетричних складових ($r=0, \pm 1, \pm 2$) п'ятиступеневої плоскої гребінки у хвилеводі коли $h_Q/h_0 = 1,2$ та $D = 0,8$ мм. Цифрами 2-5 позначені криві потужності електронно-хвильової взаємодії у відповідних смугах

Також представлені розраховані потужності взаємодії пучка з деякими симетричними складовими r в 2 - 5 смугах пропускання системи, що лежать в діапазоні фазових швидкостей 0,088 - 0,139 c . Видно, що у разі положення екрану ($D = 0,8$ мм) в розглянутому діапазоні частот присутні тільки хвилі, що витікають, у відповідних смугах пропускання п'ятиступінчастою плоскою гребінки.

Якщо симетрична складова нульової гармоніки поля на заданій частоті має фазову швидкість більше c , у разі синхронізму пучка з повільною симетричної складової даної хвилі можлива поява поля цієї хвилі як поблизу поверхні багатоступінчастої гребінки, так і в просторі між гребінкою і екраном.

Результати розрахунку потужності взаємодії пучка з полями, які він збуджує, показують, що у вузькому діапазоні фазових швидкостей можливе існування переважно однієї симетричної складової з амплітудою поля, яка перевищує амплітуди інших складових в інших смугах пропускання. У разі взаємодії пучка з такою симетричної складової в системі може спостерігатися одночастотний режим генерації коливань.

Збільшення параметра D призводить до зменшення низькочастотних кордонів смуг пропускання, які відповідають об'ємним коливань хвилеводу з багатоступеневою гребінкою. У разі великих значень D з'являються гармоніки декількох об'ємних коливань (рис. 4.9).

На рис. 4.9 видно, що для такої структури з'являються області з нульовою груповий швидкістю не на кінцях зони Бріллюена. У цих точках енергія, що переноситься об'ємної гармонікою, дорівнює енергії, яку переносять поверхневими гармоніками. При цьому для одношвидкісного електронного потоку можлива взаємодія з декількома модами такої структури.

Крім того, в системі може спостерігатися явище міжтипового зв'язку коливань одного класу при дотриманні відповідних умов [265-267].

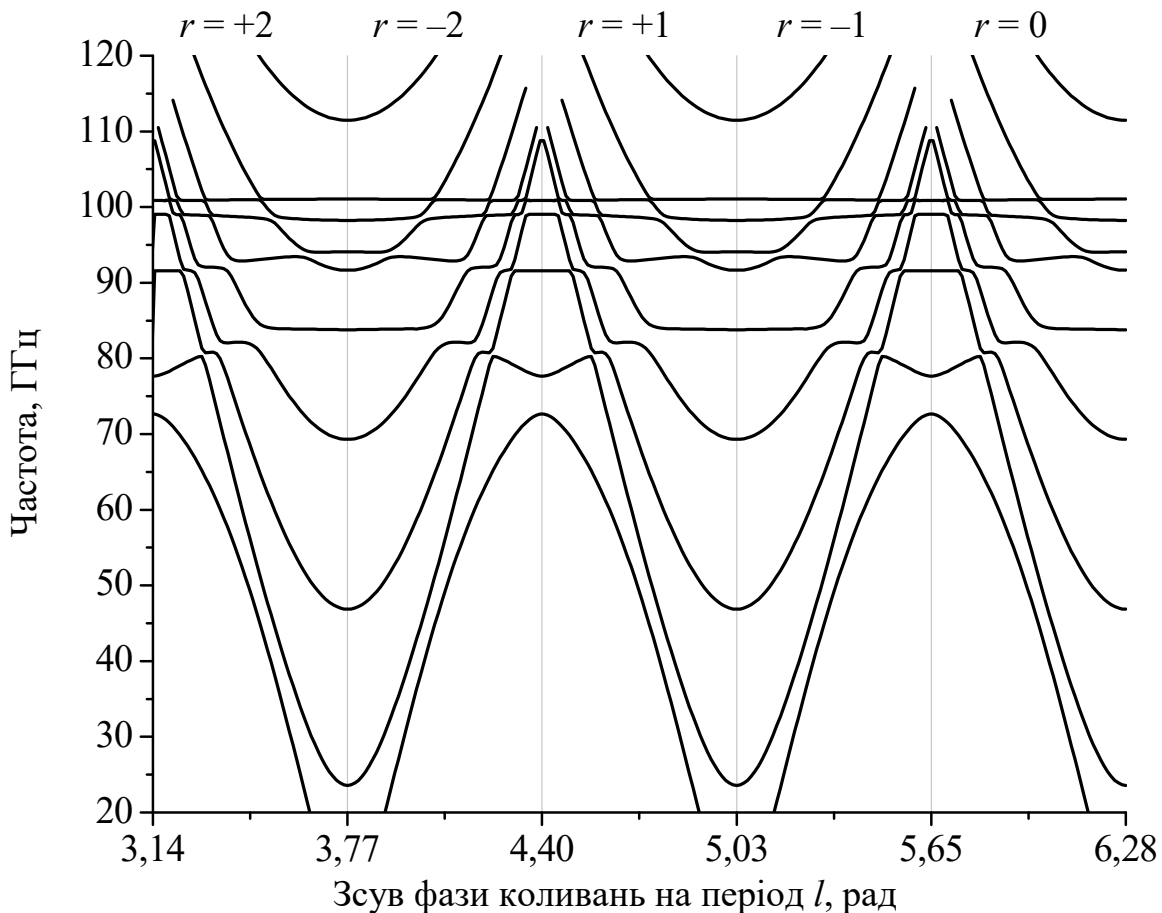


Рисунок 4.9 – Дисперсійна характеристика для -1 гармоніки п'яти симетричних складових ($r=0, \pm 1, \pm 2$) п'ятиступеневої плоскої гребінки у хвилеводі коли $h_Q/h_0 = 1,2$ та $D = 6,0$ мм

На рис. 4.10 наведені результати розрахунку опору зв'язку -1 просторової гармоніки ВЧ поля однорідної і п'ятиступінчастою плоских гребінок в залежності від частоти. Також приведена власна добротність коливань, що збуджено в резонаторі з такими гребінками на -1 просторовій гармоніці. Омичні втрати стандартної плоскою гребінки сильно збільшуються з наближенням до π виду. В системі з п'ятиступінчастою плоскою гребінцем в областях міжтипового зв'язку мод збільшується опір зв'язку, але також збільшуються втрати і відповідно зменшується добротність даної моди. Зміна положення екрану призводить до зміни опору зв'язку і добротності в широких діапазонах. У разі багатоступеневої плоскою гребінки можливий режим, що характеризується високою добротністю і відносно високим опором зв'язку.

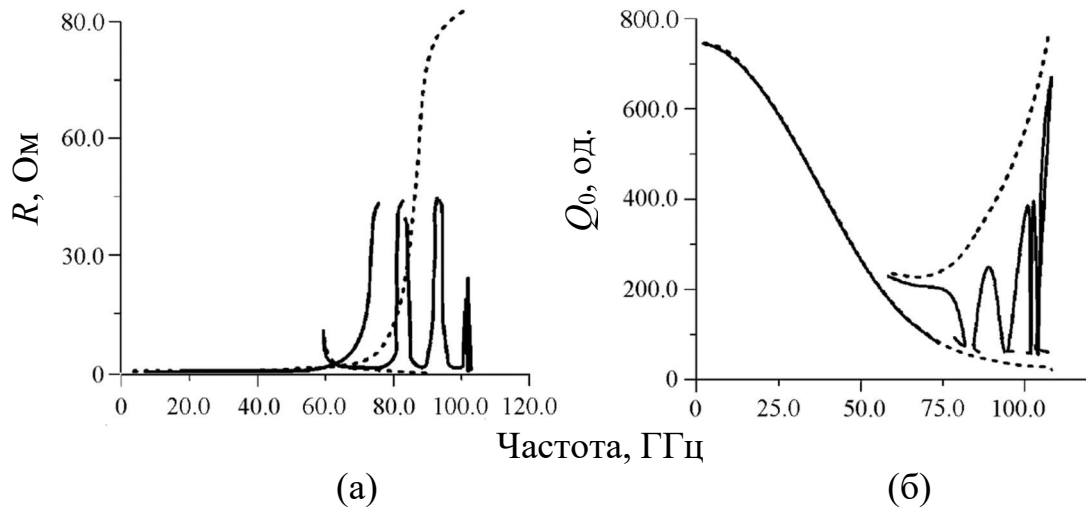


Рисунок 4.10 – Спротив зв'язку (а) та власна добротність коливань (б) хвилевода з однорідною (---) та п'ятиступеневою гребінкою (—) коли $h_Q/h_0 = 1,2$ та $D = 6,0$ мм

Виникнення подібних режимів відбувається у хвилеводі з багатоступеневою системою, де існують гілки дисперсії, що відповідають об'ємним хвилям хвилеводу та хвилям, що відриваються від поверхні гребінки. Наближення хвильових чисел об'ємної хвилі хвилеводу і хвилі, що відривається від гребінки, призводить до резонансного перетворення двох таких хвиль, коли одночасно існують пов'язані між собою об'ємна і поверхнева хвилі. У точці перетину частина потужності переноситься об'ємними гармоніками, а частина поверхневими, тож такий вид коливань вже не можна вважати суто об'ємним чи поверхневим. У цій точці наявність об'ємної гармоніки призводить до зменшення згасання, а великі амплітуди поверхневих гармонік призводять до відносно великого опору зв'язку. Такий режим може бути більш вигідним, ніж режим об'ємних хвиль (ГДВ) або режим поверхневих хвиль (ЛЗХ).

Режим об'ємно-поверхневих коливань реалізується в дуже вузькому діапазоні частот, частота коливання залежить від відстані між стінками хвилеводу, тобто подібно ГДВ (ледатрону) можлива механічна перебудова частоти. Зв'язок пучка буде селективним лише з однієї модою. Групова

швидкість моди дорівнює нулю, в разі, якщо енергії об'ємної і поверхневої хвилі рівні і поширюються в різні боки.

У ГДВ та клинотроні з багатоступеневою плоскою гребінкою існують низькочастотні кордони зони Бріллюена, тож можливо резонансне збудження коливань у разі великих втрат. В цьому випадку електронний потік взаємодіє як зі зворотньою, так і з прямою хвилею [268], такий режим вузькосмуговий та резонансна умова визначається відстанню між відбивачами на кінцях гребінки.

У п'ятиступінчастій плоскій гребінці спектр коливань є досить щільним, та застосування таких систем в ЛЗХ генераторах із закритою електродинамічної системою, що характеризується малими дифракційними втратами, може обумовлювати появу режимів з сильною конкуренцією коливань та зменшенням спектральної щільності потужності корисного коливання.

На рис. 4.11 порівнюються дві спектральні залежності потужності взаємодії модульованого пучка з коливаннями в системах з п'яти- і триступеневою плоскою гребінкою.

У розрахунку передбачається, що системи мають однаковий період, глибини резонаторів і положення екрану. Спектральні лінії, що знаходяться в області частот більше 115 ГГц, відповідають об'ємним коливанням, що пов'язані з випромінюванням Сміта-Парселла.

Розрахунок характеристик триступеневої системи виконується методами, аналогічними розрахунку характеристик п'ятиступінчастою плоскою гребінки з екраном. На рис. 4.12 представлена дисперсійна характеристика триступеневої гребінки з малим значенням параметра D . Дана система має наступні параметри: $l = 0,28$ мм, $h_0 = 0,6$ мм, $h_Q/h_0 = 1,2$, $D = 0,8$ мм.

Дисперсійна характеристика триступеневої системи, коли в розглянутому діапазоні частот з'являються повільні гармоніки двох об'ємних типів коливань, показана на рис. 4.13. У місцях перетину даних гармонік з власними гармоніками плоскою гребінки утворюються області міжтипової взаємодії. Перший режим взаємодії з поверхневими коливаннями (ЛЗХ), другий режим характеризується взаємодією з об'ємно-поверхневими коливаннями системи, ділянка 3 відповідає

області міжтипової взаємодії коливань. Робочої була визначена друга смуга пропускання, що обумовлено характером розподілу потужності взаємодії пучка з симетричними складовими (Рис. 4.12).

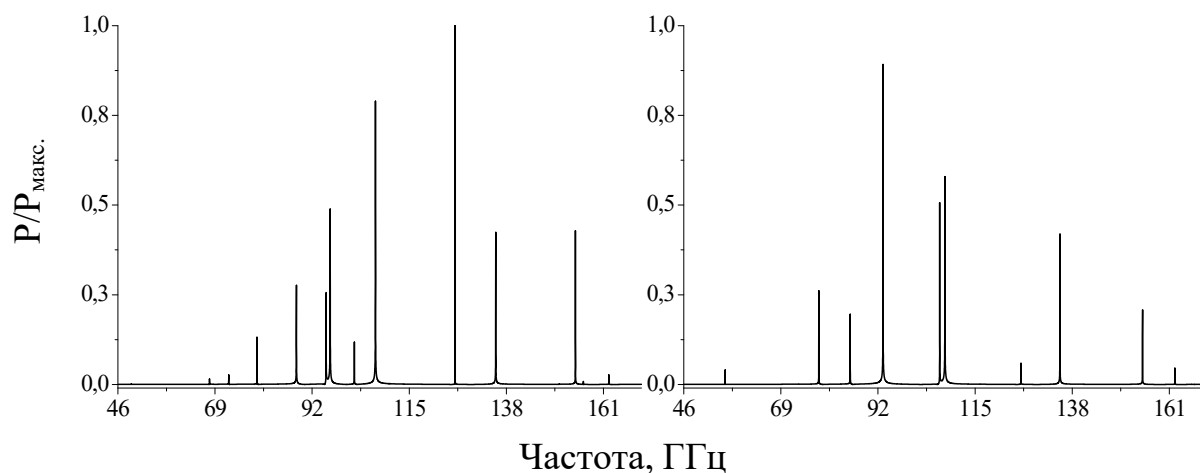


Рисунок 4.11 – Потужність взаємодії пучка у хвилеводі з п'ятиступеневою (зліва) та триступеневою (праворуч) плоскою гребінкою ($\beta=0,132$, $D=1,6$ мм)

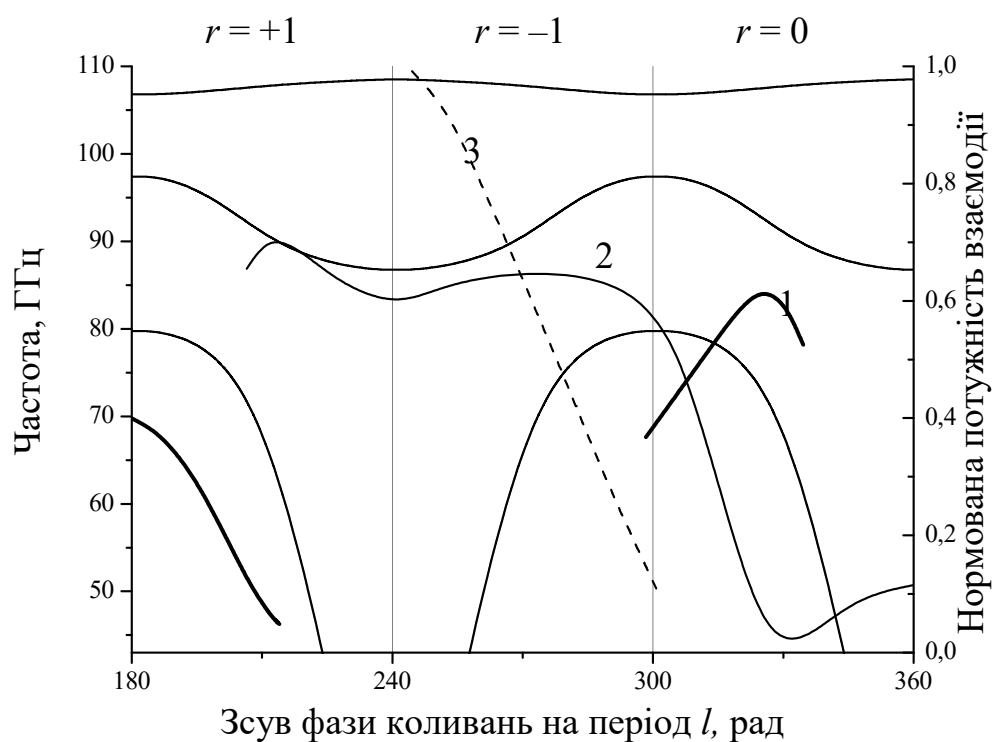


Рисунок 4.12 – Дисперсійна характеристика для -1 гармоніки трьох симетричних складових ($r=0, \pm 1$) триступеневої плоскої гребінки в хвилеводі. Цифрами 1-3 позначені криві потужності електронно-хвильової взаємодії у відповідних смугах

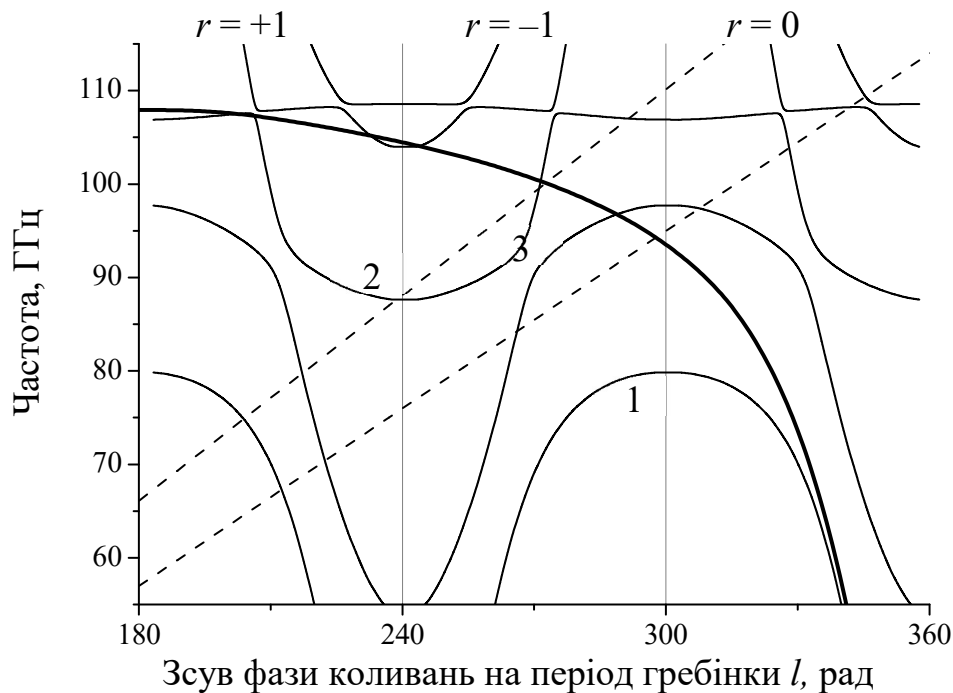


Рисунок 4.13 – Дисперсійна характеристика для -1 гармоніки трьох симетричних складових триступеневої гребінки у хвилеводі з $D = 2,4$ мм (—) та базової гребінки (—); лінії швидкостей пучка 3,9 кВ і 2,9 кВ (- - -)

Вибір співвідношення h_Q/h_0 між висотою ламелей гребінки визначається виходячи з необхідної ширини другої смуги пропускання та потужності електронно-хвильової взаємодії.

У розглянутій коливальній системі хвильові числа є дійсними, тому що відсутня випромінювання у вільний простір. Числа залежать тільки від геометрії резонатора і визначаються як

$$k_x = \frac{m\pi}{a}, \quad k_y = \frac{(2N_p q \pm n)\pi}{L_3},$$

де $m, n = 0, 1, 2, \dots$, N_p – число періодів гребінки, $L_3 = N_p l$ – довжина гребінки, l – період гребінки, q – номер гармоніки ВЧ поля. У довжину гребінки нараховує 16 великих періодів L . Зростання параметра h_Q/h_0 забезпечує широку смугу пропускання, проте потужність взаємодії пучка з даної симетричної складової зменшується. На рис. 4.14 видно, що співвідношення $h_Q/h_0 = 1,3$ забезпечує смугу

пропускання даної симетричної складової порядку 11%, з центральною частотою близькою до 94 ГГц. Також при $h_Q/h_0 = 1,3$ виключається багаторазовий перетин дисперсії лінією пучка, як у випадку з великими значеннями даного параметра.

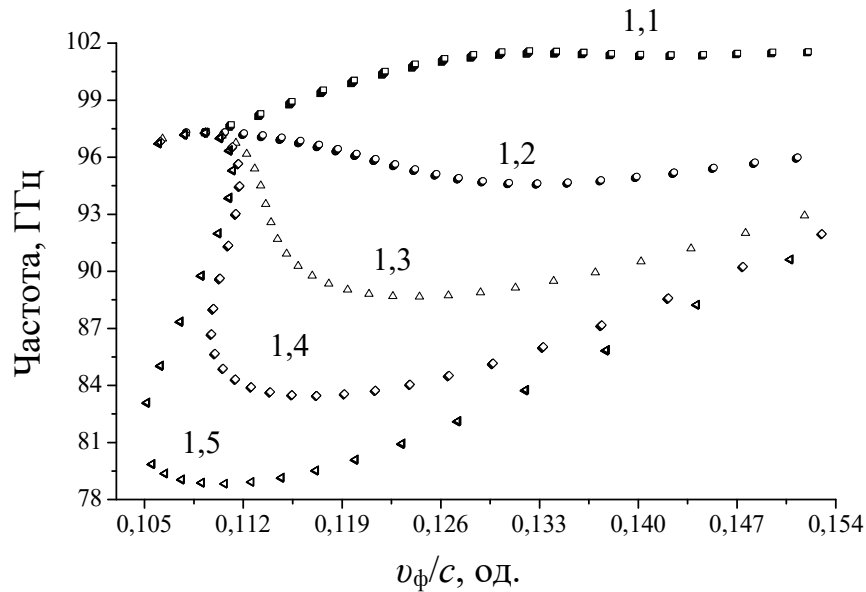


Рисунок 4.14 – Дисперсія -1 просторової гармоніки $r = -1$ симетричної складової ВЧ поля триступеневої гребінки у хвилеводі для різних значень параметра h_3/h_0 ($D = 0,8$ мм)

4.2.2 Визначення структури полів власних коливань в резонаторах з багатоступеневими гребінками

У результаті моделювання систем з триступеневою плоскою гребінкою було отримано структуру поля для режиму об'ємно-поверхневого коливання. Також моделювалися однорідні плоскі гребінки з метою візуалізації поверхневого (ЛЗХ) і об'ємного (ГДВ) видів коливань з подальшим їх порівнянням з об'ємно-поверхневими коливаннями.

На рис. 4.15 наведені результати моделювання перерахованих вище режимів. У розрахунках передбачається, що екран розташований на відстані $D = 4,8$ мм від поверхні гребінки. Глибина резонатора $h_0 = 0,6$ мм однакова у всіх

трьох випадках, $h_3/h_0 = 1,3$. У разі об'ємно-поверхневого коливання (рис. 4.15 а) електричне поле концентрується як поблизу гребінки, так і в об'ємі резонатора.

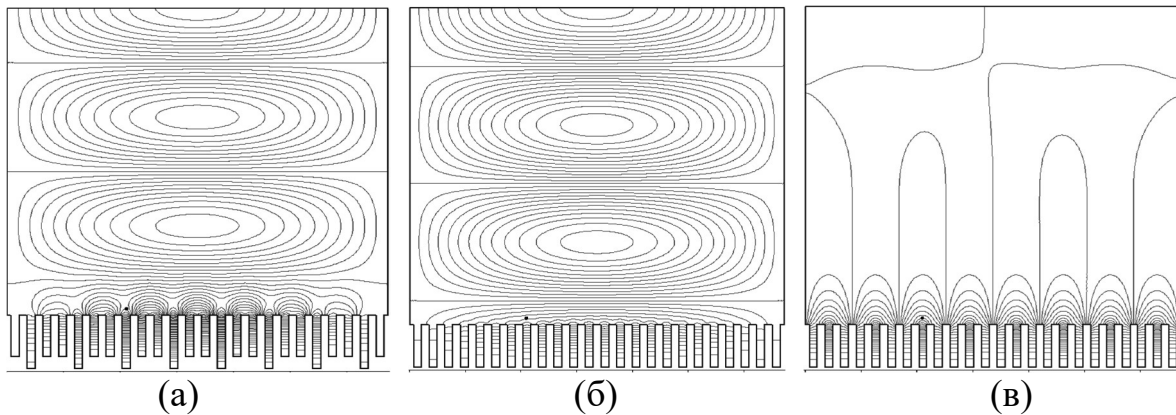
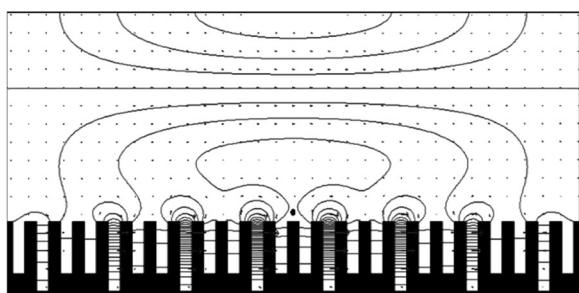
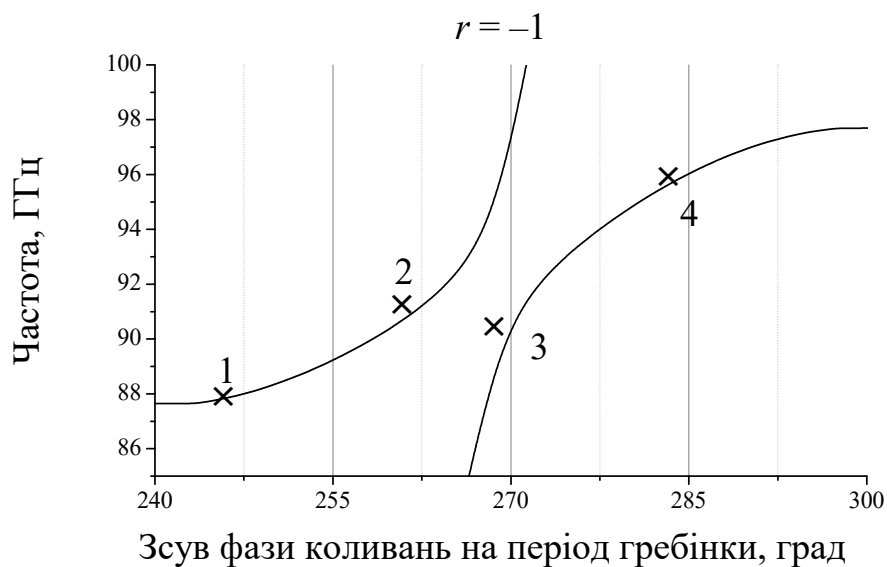


Рисунок 4.15 – Розподіл електричного поля в системі з триступеневої (а) і однорідної плоскої гребінками: об'ємне коливання (ледатрон) (б), поверхневе коливання (ЛЗХ) (в)

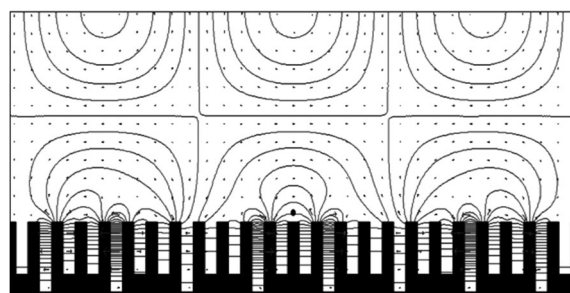
В даному режимі напруженість поля поблизу гребінки близька до напруженості поля поверхневої хвилі однорідної гребінки. В цей же час напруженість поля об'ємно-поверхневого коливання між дзеркалами резонатора еквівалентна напруженості поля об'ємного коливання ГДВ (рис. 4.15 б).

Шляхом моделювання триступеневої плоскою гребінки з екраном була встановлена структура поля в системі в області міжтипового зв'язку коливань. Структура деяких типів коливань для -1 симетричної складової в другій смузі пропускання показано на рис. 4.16.

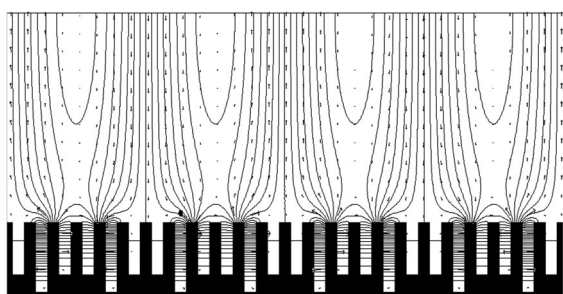
На відміну від розглянутих в роботах [269, 270] міжтипових коливань, утворених в результаті взаємодії двох об'ємних мод, в даному випадку спостерігається перетворення об'ємного коливання в поверхневе. Структура коливання в точці 3 ілюструє збільшення напруженості поля в обсязі між гребінкою й екраном, та інтенсивність поля поблизу гребінки еквівалентна поверхневій хвилі (точка 4).



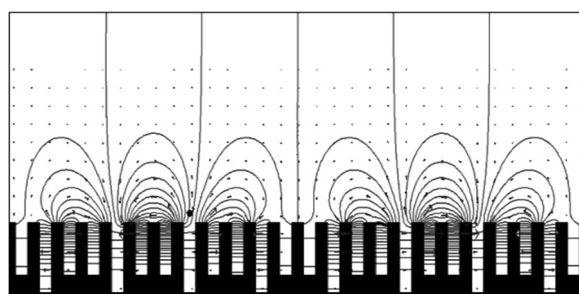
1



2



3



4

Рисунок 4.16 – Дисперсійна характеристика -1 симетричної складової для другої смуги пропускання -1 просторової гармоніки і структури електричного поля в системі, що зазначено на дисперсійній залежності цифрами

4.2.3 Аналіз омичних ВЧ втрат та спротиву зв'язку

ВЧ втрати робочого коливання оцінемо з розрахунку власної добротності резонатора

$$Q_o = \frac{2 \int_V |H|^2 dV}{\delta \int_S |H_t|^2 dS}, \quad (4.13)$$

де δ – глибина скін-шару, H_t – тангенційна складова магнітного поля. Розрахунок добротності ґрунтується на результатах, отриманих при моделюванні структури полів резонатора з триступеневої плоскою гребінцем в кодї Poisson Superfish RF Solver.

Результати розрахунку потужності взаємодії, добротності і частоти коливання з кутом зсуву фаз на період структури l близьким до $\theta = 244$ град від положення екрану D відносно площини гребінки показано на рис. 4.17. Збільшення D призводить до послідовного збудження коливань з варіаціями поля вздовж напрямку переміщення екрана, та залежність потужності взаємодії від положення екрану максимальна коли D кратно 1,6мм, що свідчить про резонансне збудження системи завдяки взаємодії пучка з поверхневою гармонікою «гібридного» коливання на частоті 93 - 94 ГГц.

Спротив зв'язку об'ємно-поверхневих хвиль в системі здебільшого визначається параметрами гребінки, і зростання об'єму резонатора призводить до збільшення збереженої енергії в швидкій гармоніці поля. При цьому швидка гармоніка поля слабо залежить від втрат в гребінці, що зумовлює зростання добротності (рис. 4.17).

Результати було порівняно з параметрами електродинамічних систем ЛЗХ (рис. 4.18) і приладів, що працюють на випромінюванні Сміта-Парселла (рис. 4.19).

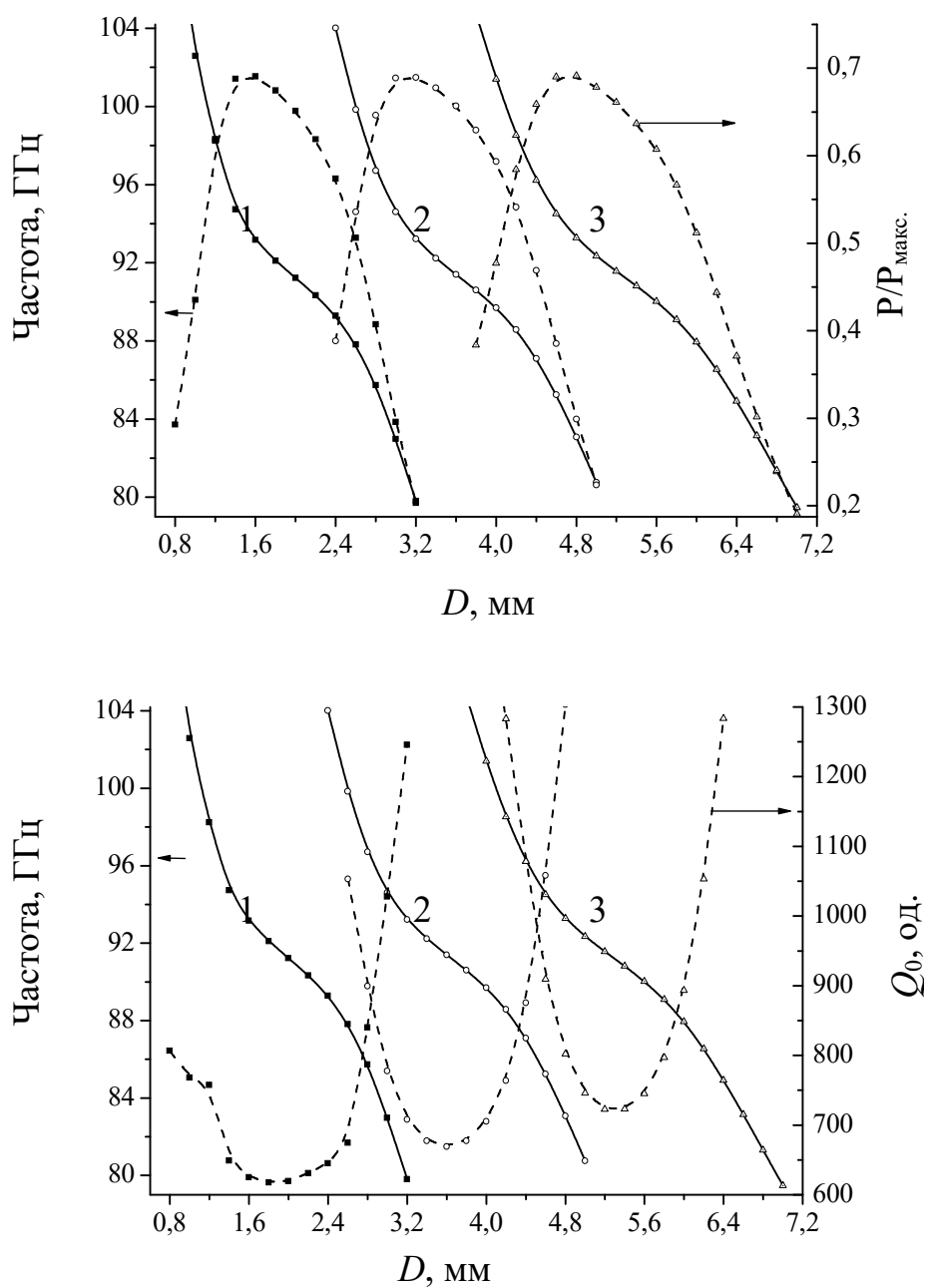


Рисунок 4.17 – Залежності частоти, потужності взаємодії і власної добротності об'ємно-поверхневих коливань з варіаціями поля 1 – $u=1$; 2 – $u=2$; 3 – $u=3$ від положення екрана

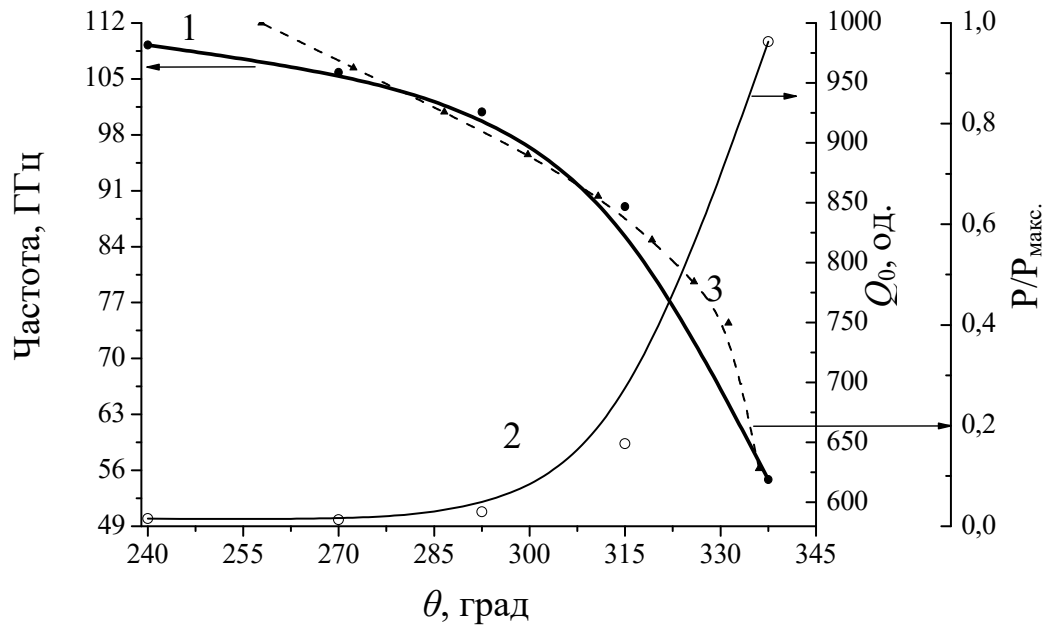


Рисунок 4.18 – Дисперсійна характеристика (1), добротність (2) та потужність взаємодії (3) -1 гармоніки поверхневої хвилі з модульованим пучком

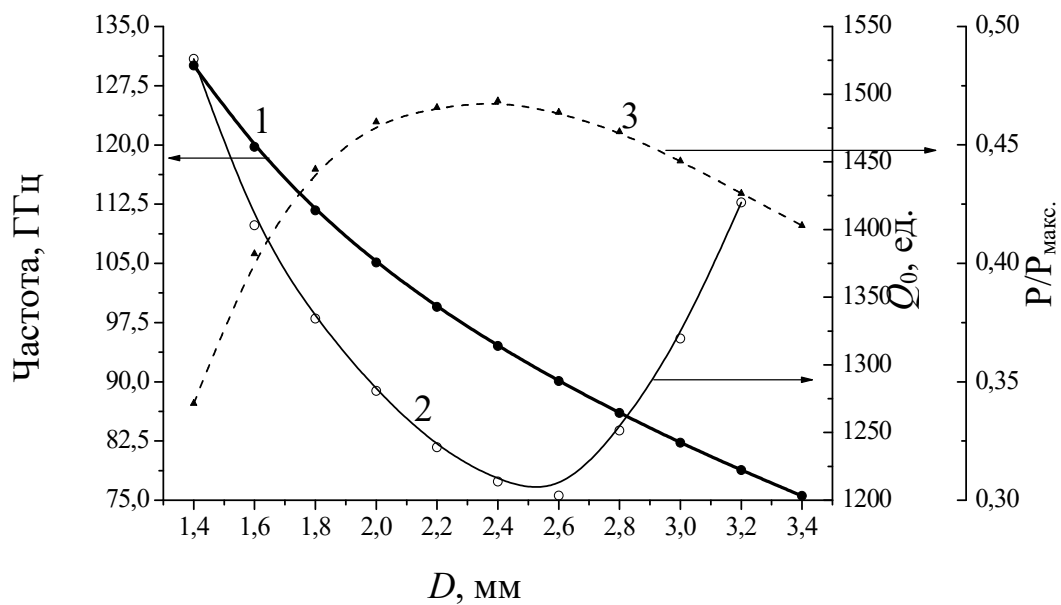


Рисунок 4.19 – Дисперсійна характеристика (1), добротність (2) та потужність взаємодії (3) -1 гармоніки об'ємного колювання ледатрона з модульованим пучком

4.3 Особливості збудження закритих коливальних систем з багатоступеневими плоскими гребінками

Генерацію в обраному робочому режимі було досліджено за допомогою PIC 3D моделювання генератора з триступеневої гребінкою в кодї CST Particle Studio [29] (рис. 4.20). Параметри гребінки: $l = 0,28$ мм, $h_0 = 0,6$ мм, $h_3/h_0 = 1,3$, відстань $D = 2,4$ мм. Система збуджувалася пучком зі струмом 100 мА та напругою 3,9 кВ.

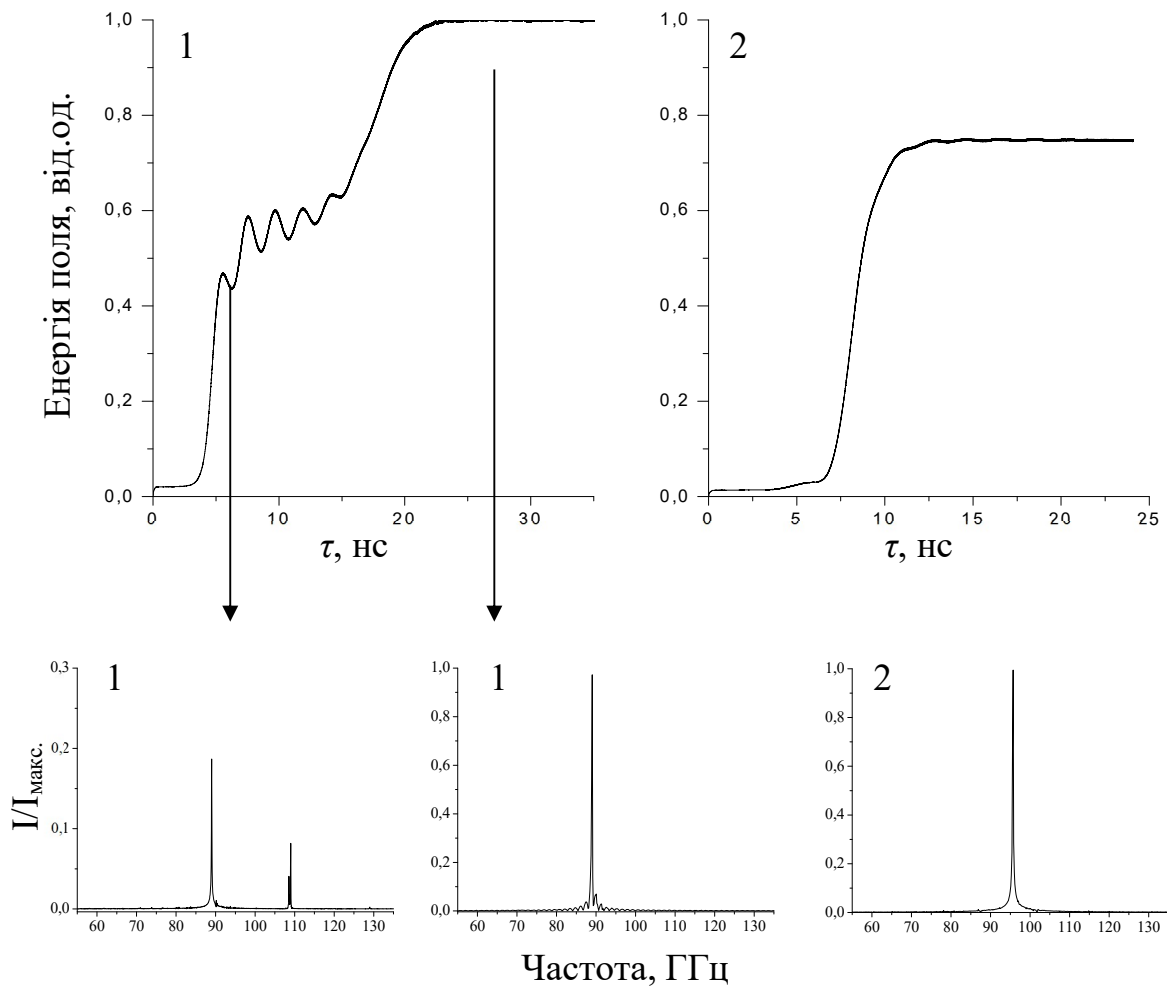


Рисунок 4.20 – Часова реалізація енергії і спектри коливань в резонаторі з триступеневої плоскою (1) та базовою (2) гребінками

Процес взаємодії пучка з об'ємно-поверхневим коливанням триступеневої гребінки порівнювався з процесом взаємодії пучка з поверхневим коливанням ЛЗХ коли зсув фази на період системи $0,33\pi$. Відповідні перетини дисперсійних кривих і лінії пучка показано на рис. 4.13. Спостерігалася конкуренція коливань, що збуджуються у другій і третій смугах пропускання триступеневої плоскою гребінки (рис. 4.13).

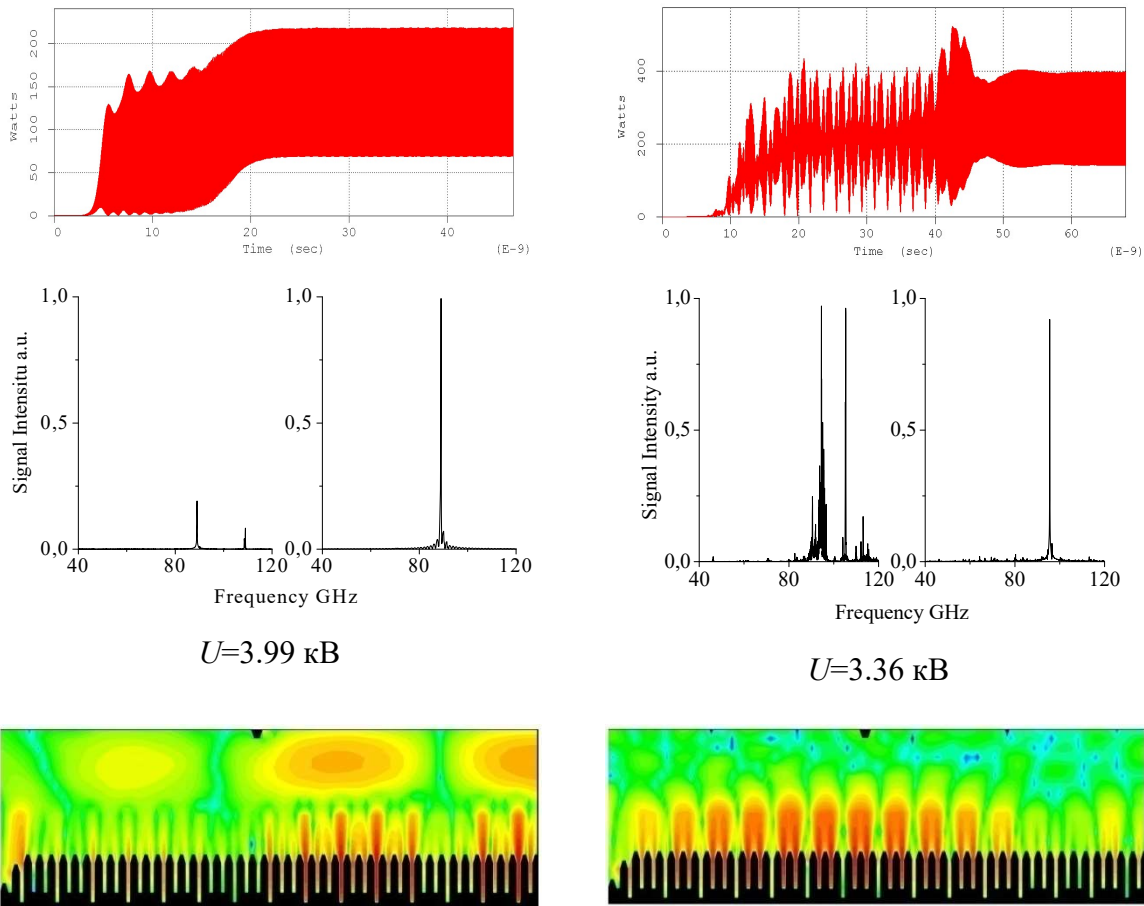


Рисунок 4.21 – Результати моделювання електронно-хвильової взаємодії в 100ГГц клинотроні з з триступеневою гребінкою

Результати моделювання системи з триступеневою гребінкою показали, що одночастотна генерація спостерігається як у випадку конкуренції двох коливань, що належать до різних смуг пропускання гребінки, так і в разі коливань з різним числом варіацій поля уздовж системи. Встановлення в системі коливань, що відповідають 2 смузі пропускання гребінки, пояснюється більшою потужністю

взаємодії в порівнянні з третьою смугою пропускання (рис. 4.12). Процес розвитку коливань в системах, а також спектри коливань в перехідній області і в режимі сталих коливань наведені на рис.4.21.

Слід зазначити, що електронний ККД системи з триступеневою плоскою гребінкою у роботі в режимі об'ємно-поверхневих коливань, отриманий в результаті моделювання, становить близько 12%. Проведене аналогічне моделювання клинотронів з однорідною плоскою гребінкою в цьому ж діапазоні частот показує значення електронного ККД близько 7%

4.4 Експериментальне дослідження параметрів випромінювання клинотрона з триступеневою гребінкою у діапазоні частот 80-110ГГц

Дослідження об'ємно-поверхневих коливань проведено в 100ГГц клинотроні з триступеневою плоскою гребінкою (рис. 4.22). Гребінку було виготовлено електроіскровим методом, її геометричні параметрами: період $L = 0,84$ мм, глибина резонаторів $h = 0,6$ мм, $h_3 = 0,78$ мм (рис.4.23), що відповідають параметрам однорідних гребінок 100ГГц клинотронів [39].

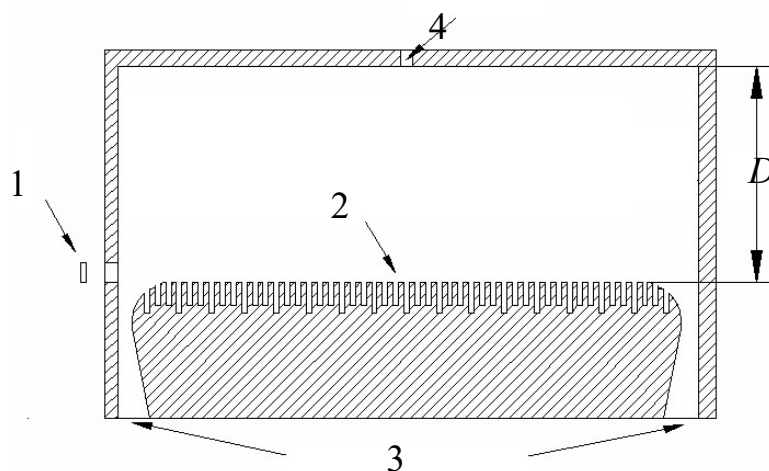


Рисунок 4.22 – Конструкція клинотрона з триступеневою гребінкою: 1 – ЕОС, 2 – гребінка, 3 – виводи енергії, 4 – дифракційний вивід енергії

Резонатор експериментального генератора з прямокутним перетином шириною 7,2 мм і висотою, змінною в межах 1,8 - 7 мм. При цьому відстань між поверхнею гребінки та верхньою стінкою резонатора D змінюється в діапазоні 0,8 - 6 мм. Для реєстрації як прямих, так і зворотних хвиль, в конструкції є два хвилеводних виводу енергії. Для реєстрації швидких хвиль розроблено дифракційний вивід енергії, що розташовано у верхній стінці резонатора, з щілиною зв'язку прямокутного перетину 3,6 x 0,1 мм.

Електронна гармата формує стрічковий пучок перетином 2,5мм x 0,14мм. Фокусування пучка здійснюється в магнітному полі з індукцією 0,5Т в зазорі величиною 50 мм лабораторної магнітної системи.

Дослідження характеристик генератора проводилося на стенді, схема якого аналогічна схемі, наведеній в розділі 3.

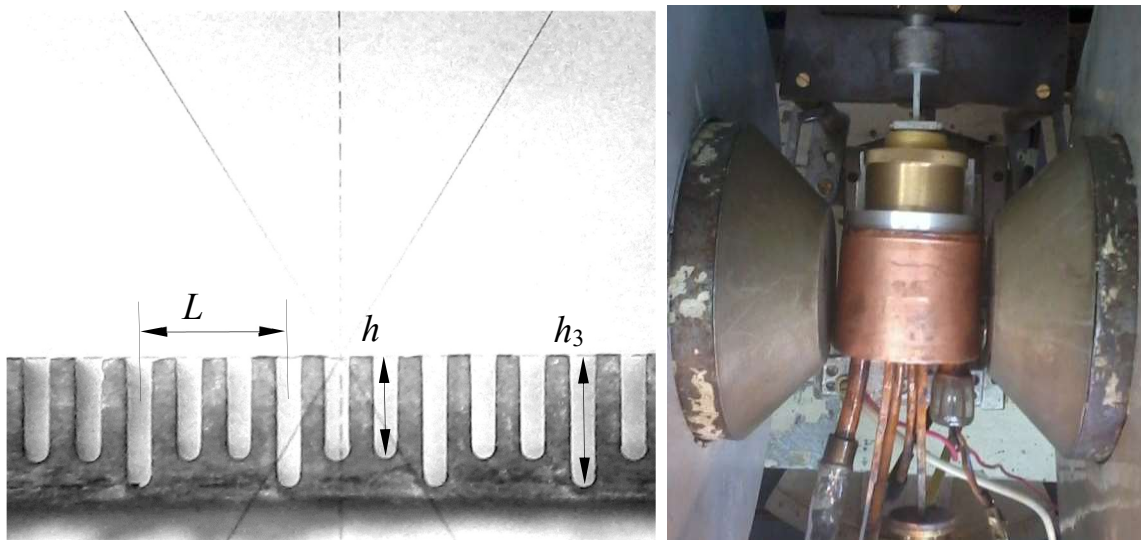


Рисунок 4.23 – Фотографії триступеневої плоскої гребінки (зліва) та експериментального генератора у зазорі лабораторної МФС (праворуч)

Дисперсійні характеристики триступеневої системи з $D=0,8$ мм і базової однорідної плоскої гребінки показано на рис. 4.24. Цифрами вказуються відповідні зони генерації, наведені на дисперсійній залежності.

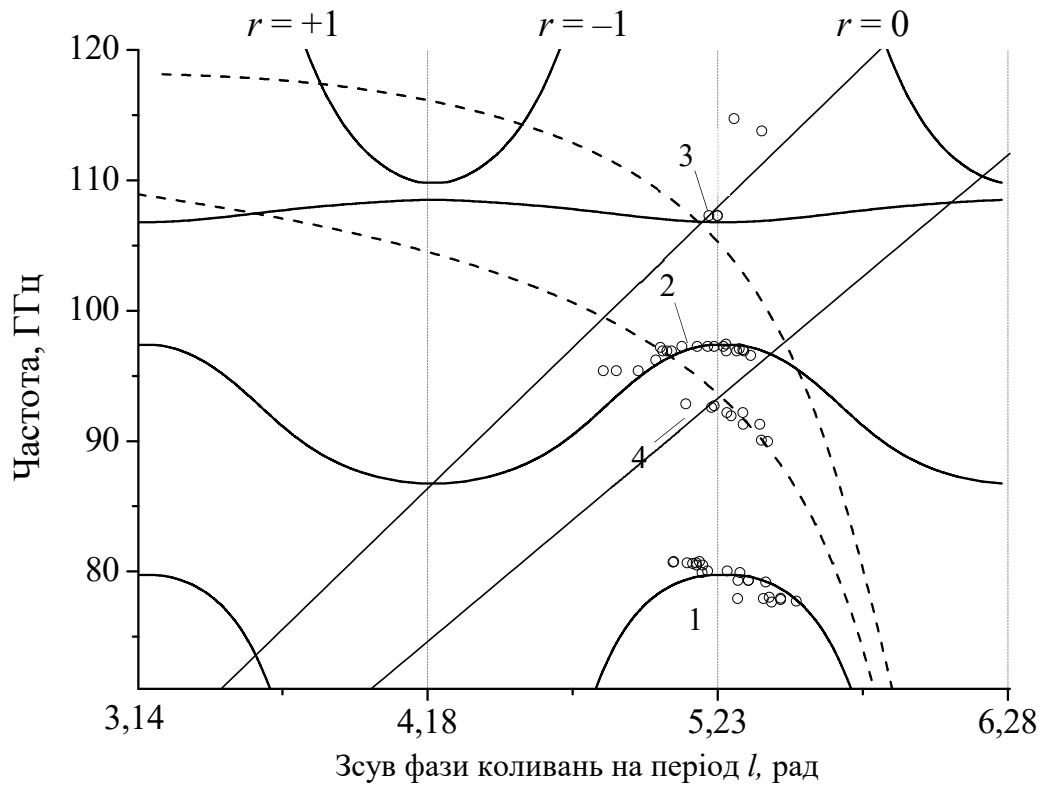


Рисунок 4.24 – Дисперсійні характеристики триступеневої (—) й однорідної (---) плоскої гребінки та $D = 0,8$ мм (точки відповідають експериментальним даним, прямі лінії – швидкість пучка з напругами 2,8 кВ та 3,75 кВ)

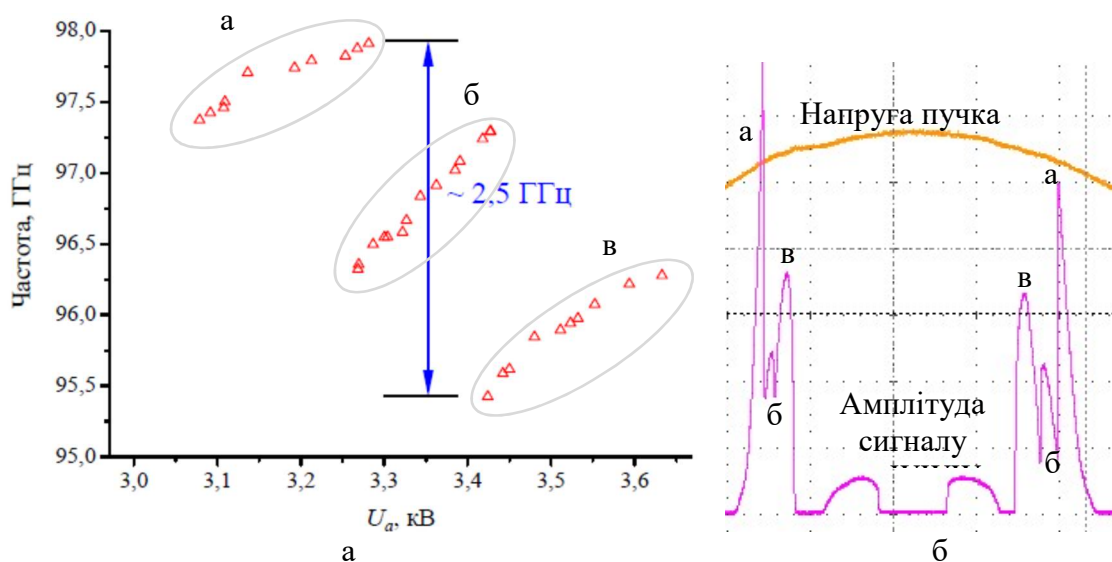


Рисунок 4.25 – Результати експериментального дослідження електронного перестроювання частоти 100ГГц клинотрона з триступеневою гребінкою у другій смузі в діапазоні напруги пучка 3,13 - 3,52 кВ

В результаті експериментальних досліджень в режимі поверхневих коливань генератор збуджується поблизу фазового зсуву $\theta = 0,25 - 0,37\pi$, що відповідає області генерації традиційних клінотронов. Однак перестроювання напруги пучка в діапазоні 3,13 - 3,52кВ, що відповідає другій смузі пропускання, продемонструвало перестроювання потужності випромінювання від частоти генерації без розривів у смузі завширшки 3 ГГц (рис. 4.25).

Також було встановлено, що крім очікуваної генерації коливань поблизу трьох смуг пропускання триступеневої плоскою гребінки, спостерігалася генерація коливань в смузі частот 89-92 ГГц (область 4 на рис. 4.24), що відповідає взаємодії пучка з -1 просторової гармонікою поверхневої хвилі базової однорідної гребінки.

Також збудження електродинамічної системи генератора відбувається і на частотах близьких до 115 ГГц, що пояснюється взаємодією пучка з коливаннями вищих типів триступеневої плоскою гребінки. Дані коливання відрізняються за кількістю варіацій поля по ширині ламелі. Зокрема показано, що дана робоча область знаходиться в смузі пропускання першої негативної гармоніки поверхневої хвилі з двома варіаціями поля за шириною гребінки. Відповідні дисперсійні характеристики поверхневих коливань одноступінчатої плоскою гребінки також наведені на рис. 4.24.

Значення стартових струмів (рис. 4.26) генерації коливань в першій смузі пропускання системи (до 81 ГГц), склали близько 12-25 мА. Мінімальні стартові струми спостерігаються у разі збудження коливань в першій і другій смугах пропускання гребінки, а їх величина нижче ніж у аналогічних приладів з багатоступеневими гребінками [242, 247].

Мінімальні значення стартових струмів досягаються в областях дисперсійної характеристики, де спостерігається зростання опору зв'язку хвилі з електронним потоком (рис. 4.24). Зростання стартових струмів при роботі в третій смузі пропускання гребінки пояснюється малою амплітудою ВЧ поля завдяки не оптимальному зсуву фази коливань. Потужність генерації в безперервному режимі склала близько 2 Вт.

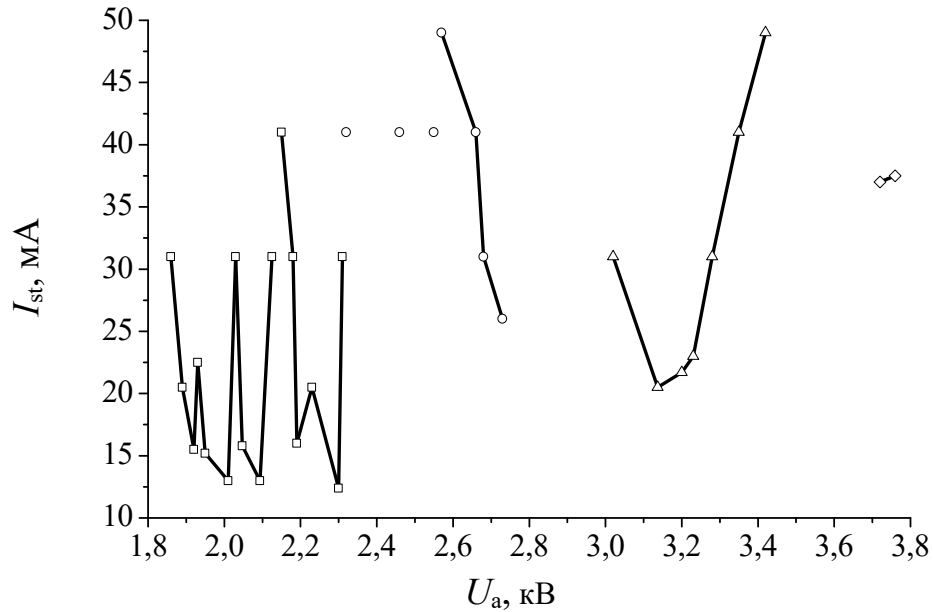


Рисунок 4.26 – Стартові струми 100ГГц клинотрона з триступеневою гребінкою

4.5 Експериментальні результати 130ГГц клинотрону з чотири-ступеневою плоскою гребінкою для ДПЯ ЯМР спектроскопії

На рис. 4.27 наведені дисперсійні характеристики та відповідні значення опору зв'язку 130 ГГц кинотрону з однорідної гребінкою для різних значень глибини h .

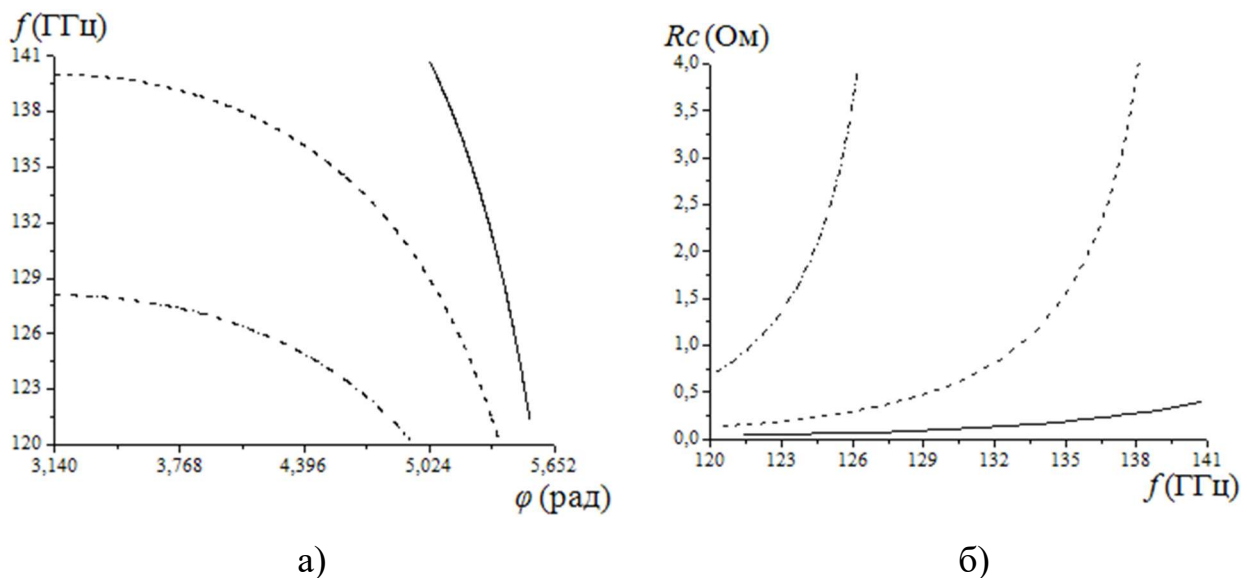


Рисунок 4.27 – Дисперсія однорідної гребінки (а) й опір зв'язку (б)

(— $h=0,43$ мм, - - - $h=0,48$ мм, - · - · - $h=0,53$ мм)

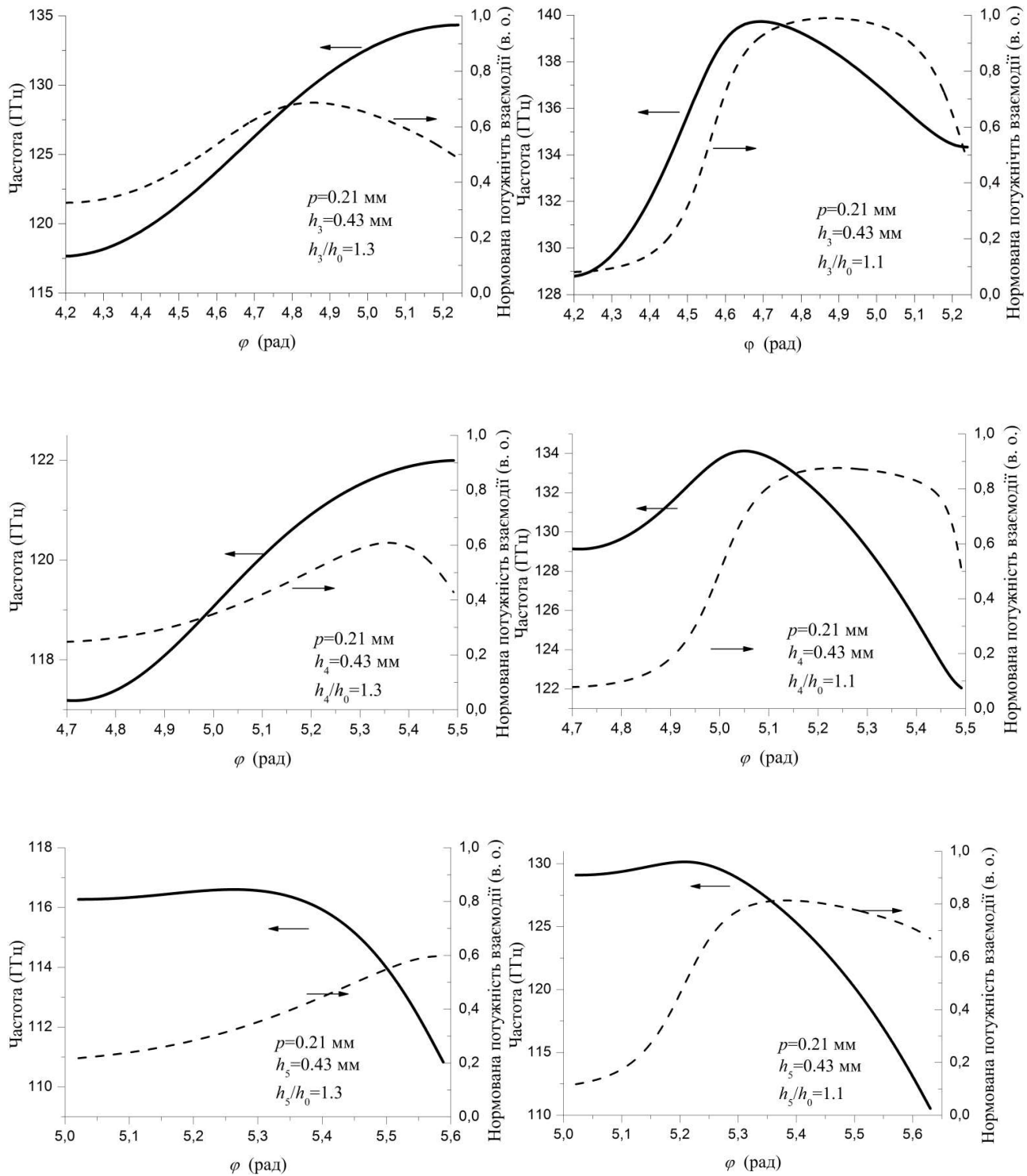


Рисунок 4.28 – Дисперсія (суцільна) і потужність взаємодії (пунктирна) систем з триступеневою (а, б), чотириступеневою (в,г) та п'ятиступеневою (д,е) гребінкою для різного параметра h_i/h_0

Період однорідної гребінки 0,21мм та висота ламелі $h=0,48\text{мм}$ забезпечують електронне перестроювання частоти в діапазоні 120-140 ГГц з достатнім опором зв'язку.

130ГГц клинотрон с чотиріступеневою гребінкою було розроблено для роботи в діапазоні напруг 2,5-4 кВ зі струмом електронного пучка до 150 мА, що відповідає величинам параметра просторового заряду QC і CN близькі до 1,0 і 0,5 відповідно та рівням вихідної потужності до 1,5Вт.

У розробці 130ГГц клинотрону з багатоступеневою гребінкою в розрахунках згідно [232] було проаналізовано параметри L/p і h_n/h_0 для гребінок з різним порядком неоднорідності (рис. 4.28).

Оптимальний порядок неоднорідності гребінок було обрано у відповідності до оптимального зсуву фази на період системи 130ГГц клинотрона [247, 271]. Для експериментальних досліджень було виготовлено чотиріступеневу гребінку з базовим періодом 0,21мм, висотою ламелей 0,48мм та співвідношенням $h_4/h_1 = 1,1$ [28]. Розподіл електричної компоненти ВЧ поля було проаналізовано за допомогою коду Poisson Superfish (рис. 4.29).

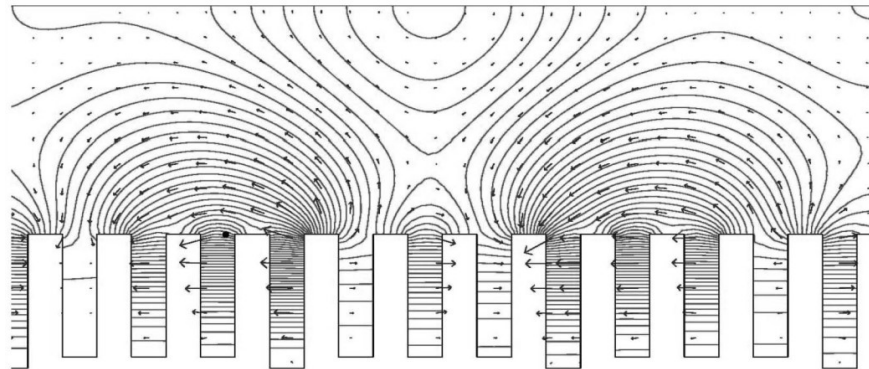


Рисунок 4.29 – Розподіл електричної компоненти ВЧ поля ($D = 0,8$ мм) в резонаторі клинотрона з чотиріступеневою гребінкою

На рис. 4.30 показано результати розрахунків дисперсії, а також потужності електронно-хвильової взаємодії з використанням діелектрику ($\text{tg}\delta=5\cdot 10^{-4}$).

Фотографії виготовлених гребінок, а також 130ГГц клинотрону з однорідною гребінкою в лабораторній магнітній системі зображено на рис. 4.31. Виготовлені 130ГГц клинотрони з однорідною та чотириступеневою гребінками експериментально було досліджено як в лабораторній магнітній системі (індукція магнітного поля досягає 1,31Т в зазорі 35 мм), так і в компактній МФС з постійних магнітів.

Порівняння експериментальних даних (маркери відповідають максимумам потужності у зонах генерації) 130ГГц клинотрона з однорідною гребінкою з дисперсійною характеристикою (пунктир) зображено на рис. 4.32.

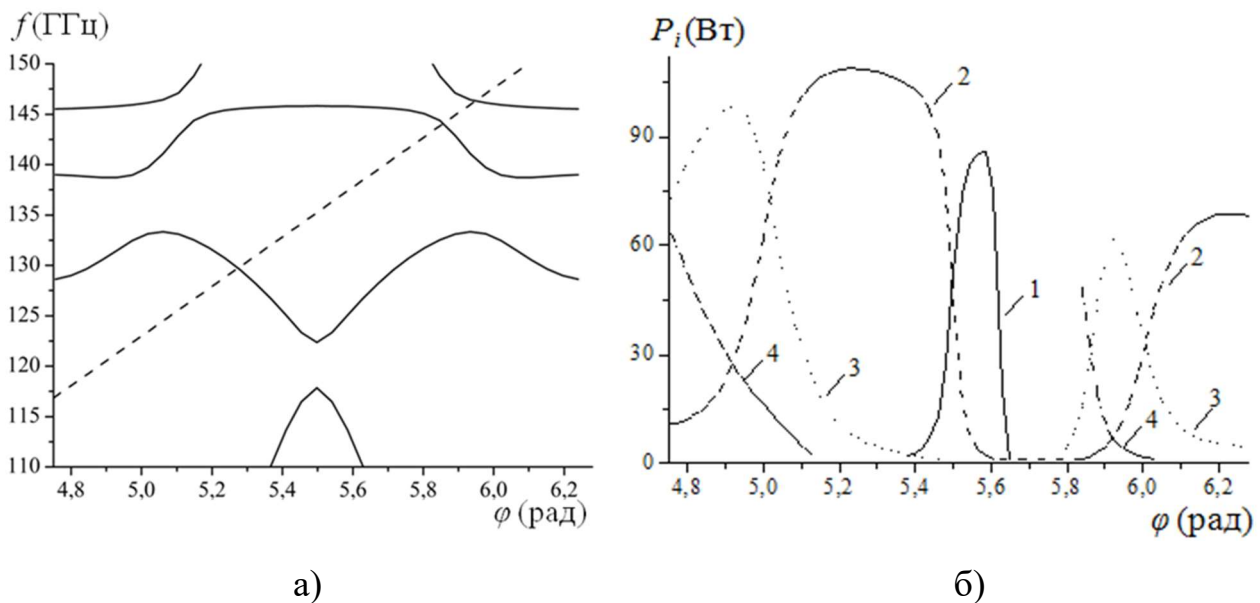


Рисунок 4.30 – Дисперсія (а) резонатора з чотириступеневою гребінкою (лінія пучка $U_0 = 3$ кВ (- - -)) та потужність електронно-хвильової взаємодії (б) для чотирьох смуг

Діапазон робочих частот клинотрона склав 125-135 ГГц, та максимум потужності спостерігався на частотах інтервалу 130,12-130,7ГГц зі значенням стартового струму в постійному режимі не вище 50мА. Експериментальна залежність потужності генерації від магнітного поля показано на рис. 4.33. Параметри генерації у діапазоні робочих частот приладу та залежність вихідної

потужності від струму пучка (рис. 4.34), що лежить в діапазоні напруг пучка 2,7-3,7 кВ та струму 90-115мА.

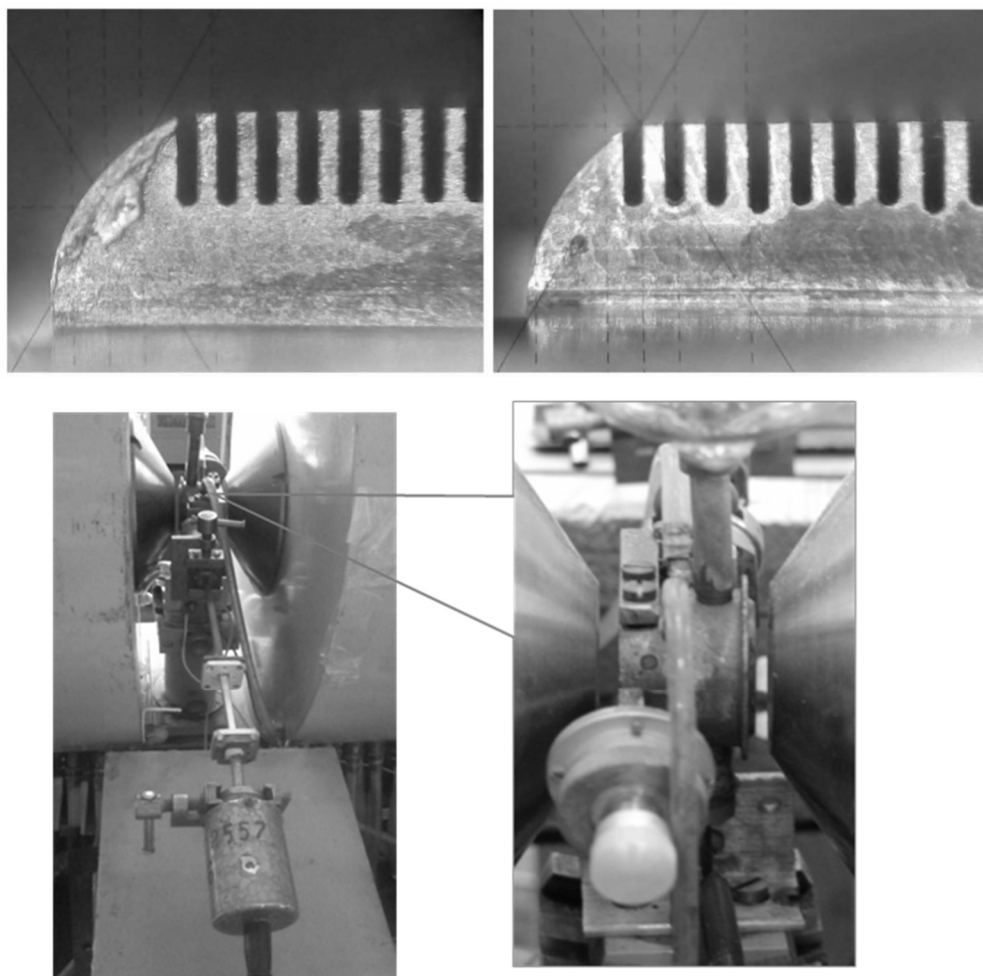


Рисунок 4.31 – Однорідна (ліворуч) та чотириступенева (праворуч) гребінки для 130ГГц клинотрону, фотографія генератора в електромагніті

Порівняння результатів експериментального дослідження 130ГГц клинотрону з чотириступеневою гребінкою з розрахованою дисперсійною характеристикою та залежність вихідної потужності у робочому діапазоні показано на рис. 4.35. Дослідження проводилося у вищих смугах гребінки, що відповідає діапазону напруг пучка 2,5-4,8 кВ.

Гібридні об'ємно-поверхневі коливання було збуджено поблизу точок, де можлива міждієва взаємодія хвиль різної природи (хвилі, що відриваються від

поверхні неоднорідної гребінки у вищих смугах, та об'ємна хвиля хвилеводу з гребінкою) в резонаторі клинотрона з чотириступеневою гребінкою (рис. 4.36).

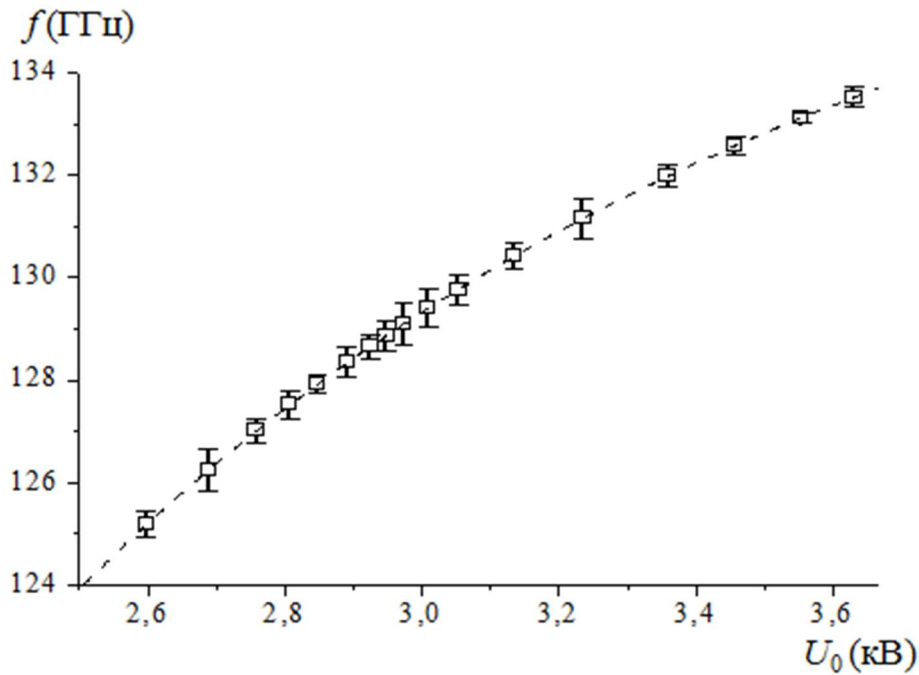


Рисунок 4.32 – Порівняння експериментальних даних з дисперсійною характеристикою 130ГГц клинотрона

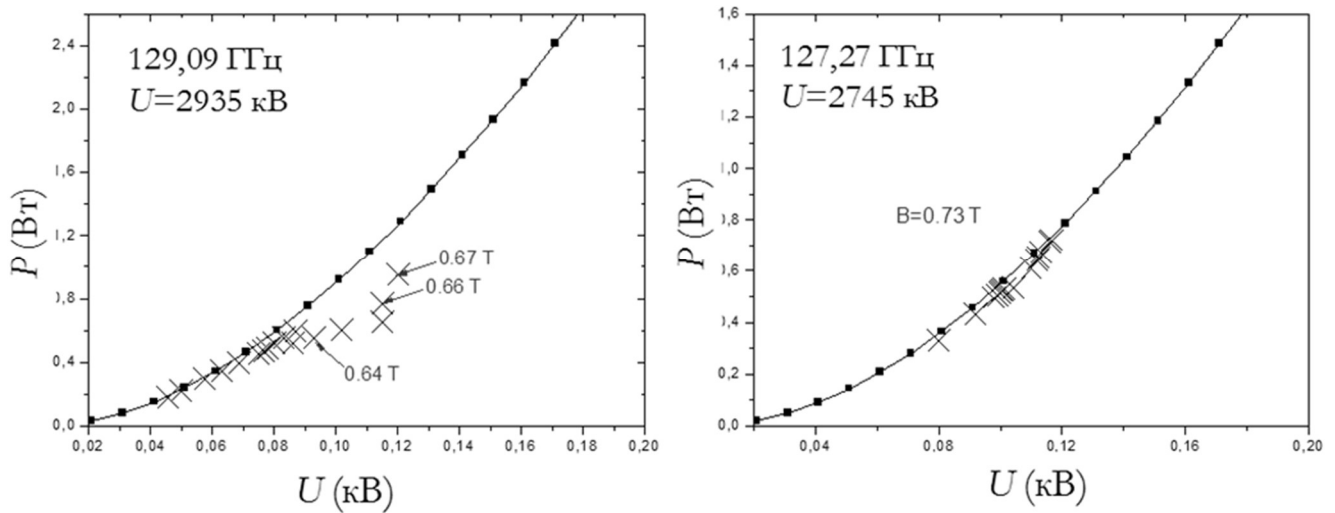


Рисунок 4.33 – Потужність генерації клинотрона від магнітного поля

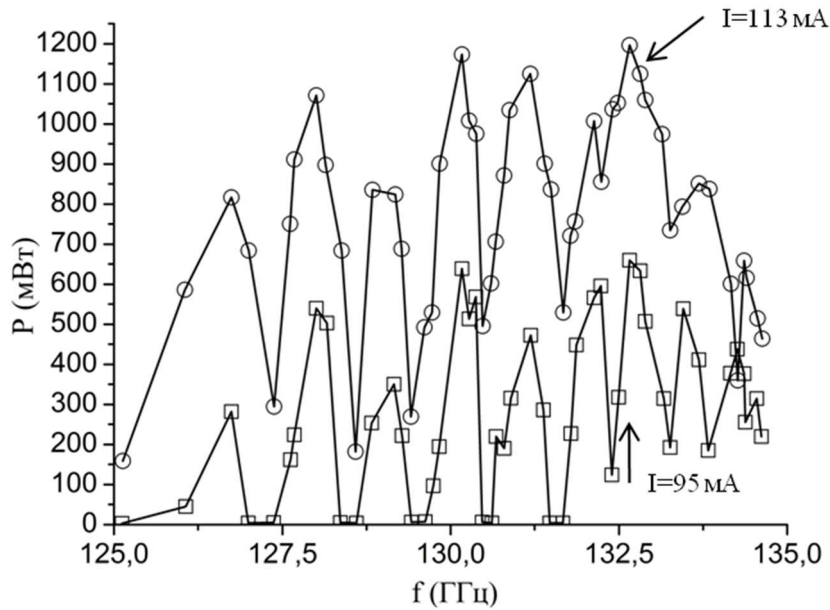


Рисунок 4.34 – Потужність генерації клинотрону зі струмом електронного пучка 95 мА (- □ -) та 113 мА (- ○ -) в робочу діапазоні частот

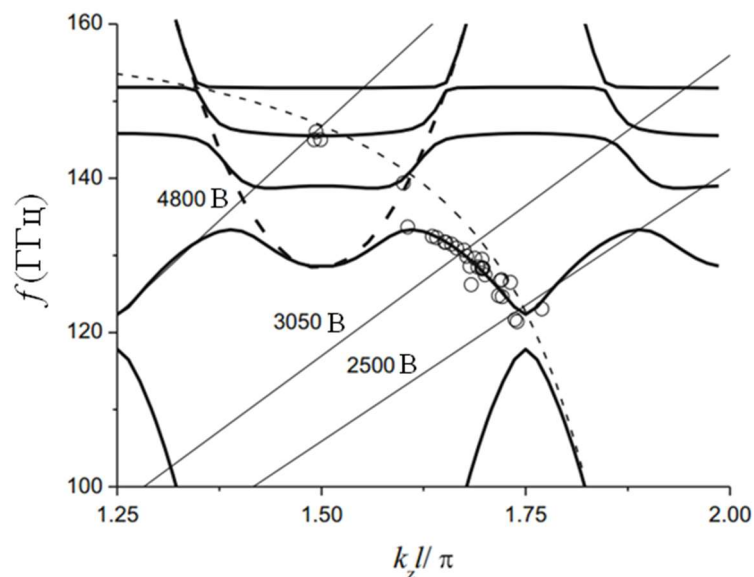


Рисунок 4.35 – Експериментальні дані 130ГГц клинотрону у порівнянні з дисперсіями систем з чотиріступеневою (—) й однорідною (- - -) гребінками

З метою розробки компактних генераторних систем для пакування 130ГГц клинотронів було розроблено надкомпактні МФС з магнітним полем в зазорі 0,5-0,8Т. Маса пакуваного 130ГГц клинотрону менше 2,5 кг (рис. 4.37).

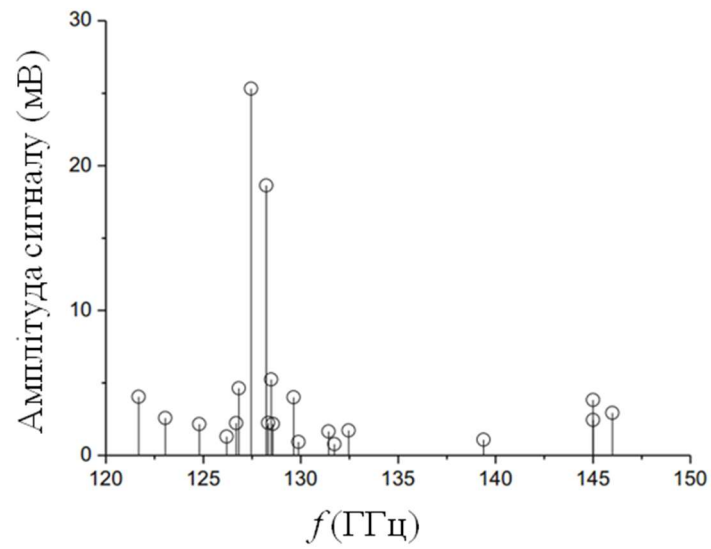


Рисунок 4.36 – Порівняння експериментальних вимірювань потужності генерації у вищих смугах системи з чотириступеневою гребінкою 130ГГц клинотрона

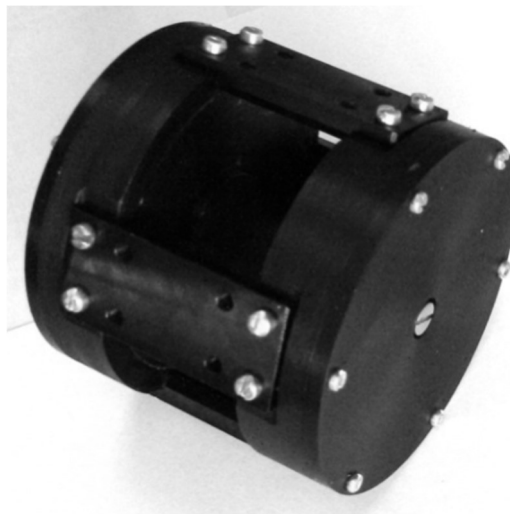


Рисунок 4.37 –МФС компактного 130ГГц клинотрону

4.6 Висновки до розділу 4

В цьому розділі теоретично та експериментально досліджено коливання, що збуджуються стрічковим електронним потоком у резонаторі клинотрону із багатоступеневими плоскими гребінками, та продемонстровано збудження об'ємно-поверхневого хвиль. Завдяки локалізації поля об'ємно-поверхневих коливань як поблизу поверхні гребінки, так і в просторі резонатора, можливо суттєво зменшити вплив омичних втрат і тим самим підвищити ефективність електронно-хвильової взаємодії в резонаторах клинотронів субмм діапазоні. У такому режимі можливо перестроювати власну добротність і опір зв'язку в широких діапазонах, забезпечуючи оптимальні умови як для стартового струму так і для виводу ВЧ енергії з резонатора. Експериментально і теоретично показано, що в таких клинотронах збуджується одночастотний режим генерації з унікальним зворотнім зв'язком, що суттєво відрізняється від зворотнього зв'язку як в приладах на поверхневих хвилях типу ЛЗХ, так і в приладах з дифракційними графтами на об'ємних хвилях типу ГДВ (оротрон).

Результати цього розділу опубліковані в роботах [1, 2, 4, 5, 7, 8, 17, 23, 24, 27–32, 35].

РОЗДІЛ 5

ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ВЗАЄМОДІЇ ТА ДІАПАЗОНУ ПЕРЕСТРОЮВАННЯ ЧАСТОТИ У НИЗЬКОВОЛЬТНИХ МАЗЕРАХ НА ЦИКЛОТРОННОМУ РЕЗОНАНСІ

5.1 Вступ

У МЦР активним середовищем є гвинтовий електронний пучок (ГЕП), що представляє собою потік електронів, що рухаються по спіральних траєкторіях в однорідному магнітному полі. В одній з найбільш поширених різновидів МЦР – гіротроні використовується ГЕП з товщиною набагато меншою поперечних розмірів простору, в якому він рухається, що формується магнетронно-інжекторною гарматою (МІГ) [272-274]. В енергію електромагнітних коливань переходить енергія обертального руху електронів, тому сформований МІГ пучок поміщується в адіабатично наростаюче магнітне поле, де відбувається збільшення обертальної компоненти швидкості електронів до необхідного значення [275, 276].

Під час розробки МЦР особлива увага приділяється формуванню високоякісного ГЕП [277-284]. Відомо, що ККД МЦР - гіротрона значною мірою залежить від величини пітч-фактора, що визначається, як відношення обертальної і поступальної компонент швидкостей електронів ГЕП. Чим вище значення пітч-фактора тим більше обертальна енергія електронів, а отже і ККД приладу. Тому під час проектування електронних гармат намагаються домогтися максимальної величини пітч-фактора пучка. Однак максимальна величина пітч-фактора обмежена, так як за умови значного збільшення обертальної компоненти швидкості електронів ГЕП, електрони можуть поміняти напрям свого руху і стати причиною збільшення розкидів швидкостей і енергій електронів ГЕП, а також привести до його деформації.

Актуальною задачею є зниження прискорювальної напруги МЦР із середнім рівнем вихідної потужності, що дозволить спростити конструкцію приладу і полегшити роботу з ним в багатьох застосуваннях, зокрема, в ЯМР-ДПЯ спектроскопії.

Також слід зазначити, що останнім часом з метою підвищення вихідної потужності МЦР в субміліметровому діапазоні довжин хвиль за рахунок роботи на об'ємних модах резонатора і для збільшення смуги перебудови частот, так як в класичних гіротронах робоча частота змінюється тільки в межах робочих мод резонатора, ведеться активне дослідження приладів типу МЦР з відкритою геометрією електродинамічної системи, яка складається з двох дзеркал. Використання дводзеркальної конструкції резонатора дозволить за рахунок великого фактора надрозмірності забезпечити селекцію паразитних мод резонатора, а також забезпечити перебудову частоти в широкому діапазоні за допомогою зміни відстані між дзеркалами. Для ефективної взаємодії з високочастотним полем дводзеркального резонатора необхідна оптимальна конфігурація електронного пучка. У зв'язку з чим виникає необхідність формування стрічкового гвинтового електронного пучка, профіль якого в області взаємодії є оптимальним, з величиною пітч-фактора, що дорівнює або більше одиниці, а також з величинами розкидів швидкостей і енергії електронів, що задовольняє умовам ефективного збудження коливань дводзеркального резонатора [285, 286].

5.2 Низьковольтний МЦР з традиційною геометрією

5.2.1 Розрахунок МІГ та електродинамічної системи низьковольтного МЦР

Завдання, яке вирішується під час траєкторного аналізу електронних пучків, ставиться таким чином: для замкнутої області простору, в якій необхідно

знайти рішення, яке задовольняє відомій системі рівнянь, що включає рівняння безперервності, рівняння Пуассона та рівняння руху з урахуванням моментів сил діючих на частинку .

Рішення виконується за заданих граничних умов, серед яких такі умови:

- розподіл магнітної індукції в області розрахунку;
- потенціал на кордоні заданий (електрод з відомим потенціалом);
- рівність нулю похідної потенціалу за нормаллю до поверхні і осі симетрії (умова Неймана);
- щільність струму на емітуючій електроні ділянці катода у випадку температурного обмеження емісії визначається із закону Річардсона – Дешмана;
- щільність струму на емітуючій електроні ділянці катода у випадку емісії з обмеженням просторового заряду, визначається із закону Чайлда-Ленгмюра.

Під час вирішення розрахункова область розбивається на елементи, утворені прямокутної сіткою [287, 288]. Вибір числа елементів визначається бажаною точністю рішення задачі. Вирішується кінцево-різницевий аналог рівняння Лапласа або Пуассона в граничних умовах, що визначаються формою електродів і потенціалами на них. Під час вирішення рівняння руху траєкторії ототожнюються з трубками струму.

У загальному випадку можна вважати завдання, яке вирішується, самоузгодженим. Це означає, що просторовий заряд електронів, створений струмом, що проходить, впливає на розподіл потенціалу в міжелектродному просторі, що в свою чергу тягне за собою зміну величини струму, що проходить. Рішення ведеться методом послідовних наближень, починаючи з деякого початкового наближення, при якому потенціали в усіх вузлах сітки, за винятком тих, що знаходяться на кордонах, прийняті рівними одиниці. Розрахунок триває до того часу, доки потенціали за двох останніх наближень не стануть відрізнятися один від одного менше ніж на задану величину, яка визначається заданою похибкою (зазвичай 0,1 - 0,01 %).

Послідовність рішення задачі визначається наступним алгоритмом:

1. Знаходження рішення рівняння Лапласа ($\Delta\varphi=0$ – "Польова" задача).

2. Обчислення струму, що відбирається, для кожної трубки струму.
3. Інтегрування рівняння руху електронів для кожної трубки струму (побудова електронних траєкторій).
4. Розрахунок розподілу об'ємного заряду в кожному елементі розбиття трубки струму.
5. Рішення рівняння Пуассона з урахуванням розрахованого просторового заряду.

Після виконання п.5 відбувається повернення до п.2 і повторення в зазначеній послідовності. Отримана в результаті розрахунку величина потенціалу в елементі розбиття трубки струму порівнюється з величиною, отриманою в попередній ітерації. Якщо різниця наступних двох ітерацій перевищує заданий рівень точності, відбувається повернення до п.2 і повторення аж до досягнення заданої точності рішення. Для скорочення числа ітерацій в програмі можуть бути використані методи релаксації.

Підсумком рішення є таблиця розподілу потенціалів у вузлах сітки, їх графічне представлення у вигляді екіпотенційних ліній, а також графіки траєкторій електронів по трубках струму [289, 290].

У кодї EGUN для завдання геометрії використовується 2D площину і аксіальну симетрію, тому він є 2D + розмірною програмою. Це означає, що всі поля (електричні і магнітні) мають розмірність 2D + аксіальну симетрію, а розрахунок траєкторій частинок відбувається в розмірності 2D +, за рахунок аксіальної симетрії [291].

У кодї CSTParticleStudio [79] використовується 3D моделювання руху заряджених частинок, що дозволяє вирішувати завдання, в яких неможливо поставити аксіальну симетрію. Також код CSTPS за допомогою методу PIC (Particleincell) дозволяє вирішувати електродинамічні задачі за алгоритмом зображеному на рис. 5.1.



Рисунок 5.1 – Алгоритм рішення електродинамічних задач у кодї CST PS

В роботі [292] був підібраний оптимальний режим роботи електронно-оптичної системи (ЕОС) з урахуванням швидкісного розкиду електронів і ефектом магнітного дзеркала. Для цього проводився підбір топології ГЕП, шляхом зміни кута нахилу емітуючої поверхні катода до ліній індукції магнітного поля. У підсумку була обрана геометрія з прикордонною топологією електронного пучка (кут нахилу 18°). Переваги прикордонною топології ГЕП в тому, що в ній траєкторії електронів практично не перетинаються, що дозволяє збільшити первеанс пучка без збільшення швидкісного і енергетичного розкиду електронів ГЕП за умови збереження досить високої величини пітч-фактора.

Для розрахунку енергетичних характеристик ГЕП в залежності від прикладеного прискорювальної напруги було проведено траєкторний аналіз ГЕП, що формується МІГ, в кодї CST PS і проведено порівняння з результатами траєкторного аналізу МІГ в кодї EGUN із роботи [292]. Геометрія низьковольтної МІГ показана на рис. 5.2.

Під час траєкторного аналізу використовувалися наступні параметри низьковольтної МІГ: струм пучка 300мА (температурне обмеження емісії), напруга пучка 3кВ, величина магнітної індукції в області емітера 0,063Т з подальшим адіабатичним збільшенням до 0,3Т. Результати порівняльного траєкторного аналізу показані на рис. 5.3 - 5.4.

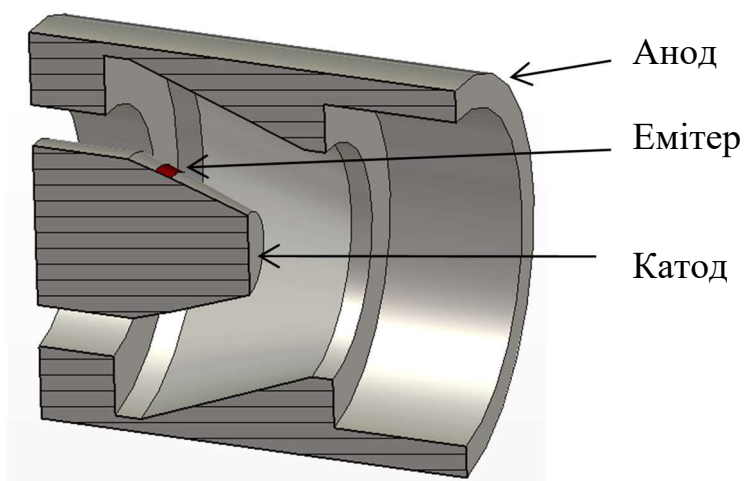


Рисунок 5.2 – Геометрія низьковольтної МІГ

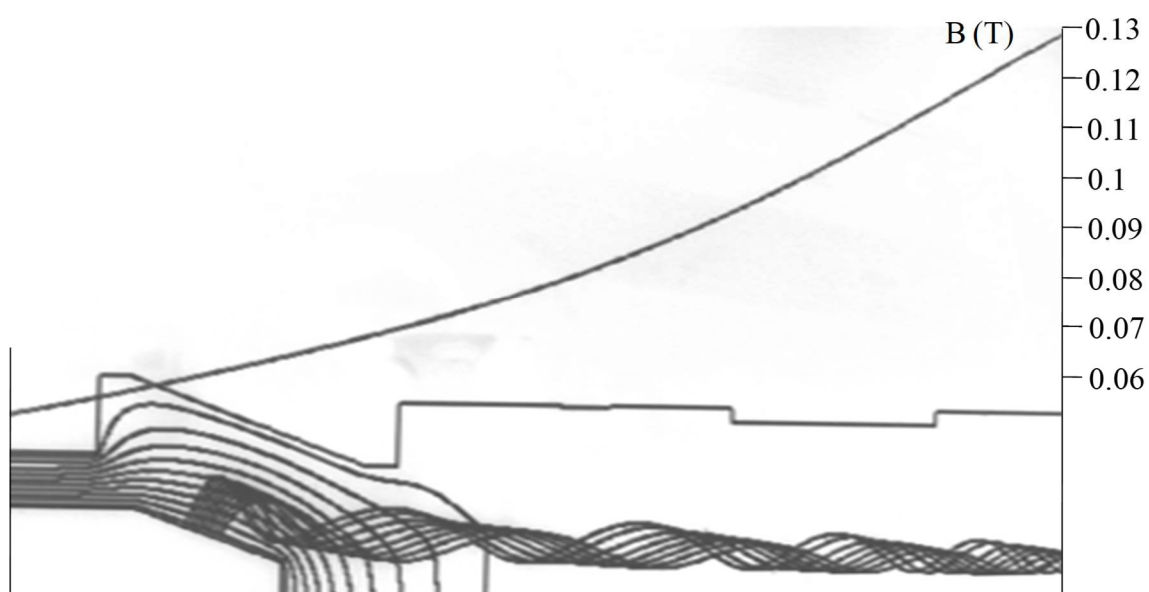


Рисунок 5.3 – Результат траєкторного аналізу низьковольтної МІГ у кодї EGUN

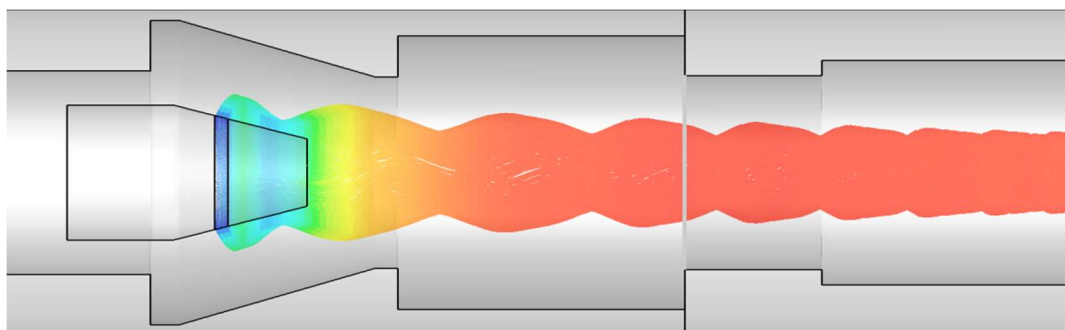


Рисунок 5.4 – Траєкторний аналіз низьковольтної МІГ у кодї CST PS

З рис. 5.3 - 5.4 видно добре узгодження результатів траєкторного аналізу в кодах EGUN та CSTPS.

В продовження роботи [292] було розраховано залежність енергетичних характеристик електронного пучка від прикладеної прискорювальної напруги, як показано в таблиці 5.1. Енергетичні характеристики отримані в площині, перпендикулярній електронному пучку, що знаходиться в середині однорідної ділянки магнітного поля.

Таблиця 5.1 - Енергетичні характеристики пучка

U (kV)	V_z (10^7 m/s)	V_{\perp} (10^7 m/s)	δV_z (%)	δV_{\perp} (%)	g
2.2	1.65	1.78	18.1	16.3	1.07
2.5	1.61	2.07	30.4	19.8	1.28
3	1.5	2.45	44	18.4	1.63
3.5	1.45	2.7	75.8	22.4	1.86
4	1.43	2.82	86.2	23.4	1.97

З даних таблиці 5.1 видно, що за прискорювальної напруги 2.2 кВ МІГ формує ГЕП з величиною пітч-фактора 1.07 і розкид швидкостей електронів, що не перевищують 19 %. За умови перевищення розкиду поздовжньої компоненти швидкості електронів 30 %, результати траєкторного аналізу показали появу відбитих електронів. Розкид енергетичних характеристик розраховувався як відношення різниці максимальної та мінімальної величини до середнього значення вимірюваного параметра. Розкид електронів за швидкостями збільшується з ростом прискорювальної напруги. За значення напруги 4 кВ кількість відбитих електронів значно зростає, що погіршує характеристики пучка, і, як буде показано далі, призводить до зриву генерації.

Електродинамічною системою низьковольтного МЦР є відкритий циліндричний резонатор завдовжки 240 мм з внутрішнім діаметром 22 мм і кільцевими вставками на кінцях довжиною 10 мм і діаметром 19 мм. В даному

резонаторі дифракційний вивід енергії здійснюється через кільцеву вставку, діаметр якої менше критичного для робочої моди коливань, проте довжина становить 1/3 робочої довжини хвилі, що дозволяє виводити високочастотну енергію з резонатора за умови збереження високої дифракційної добротності. Висока дифракційна добротність знижує вихідну потужність приладу, проте забезпечує знижений стартовий струм, що є суттєвим під час розгляду можливості збудження МЦР за низьких прискорювальних напругах. Повна добротність резонатора на робочій моді TE_{111} становить приблизно 12000.

У трисантиметровому діапазоні довжин хвиль хвилевід, який утворює резонатор, є одномодовим, і модами циліндричного резонатора з бічними вставками є TE_{11q} моди, поля яких визначаються наступними виразами:

$$E_r = \pm \frac{ikZ}{r} J_1\left(\frac{\chi_{11}r}{a}\right) \sin \theta \sin \frac{q\pi}{L} z \quad (5.1)$$

$$E_\theta = ikZ \frac{\chi_{11}}{a} J_1'\left(\frac{\chi_{11}r}{a}\right) \cos \theta \sin \frac{q\pi}{L} z \quad (5.2)$$

$$E_z = 0 \quad (5.3)$$

$$J_1'(\chi_{11}) = 0 \quad (5.4)$$

Резонансні частоти мод TE_{11q} визначаються за формулою:

$$k^2 = \left(\frac{\chi_{11}}{a}\right)^2 + \left(\frac{q\pi}{L}\right)^2 \quad (5.5)$$

де χ - корінь похідної від функції Бесселя, J - функція Бесселя, J' - похідна функції Бесселя, a - радіус резонатора, L - довжина резонатора, k - хвильове число.

Разом з аналітичним розрахунком власних мод резонатора використовувався розрахунок за допомогою чисельних методів в кодї CSTMWS.

Резонансні частоти для перших семи поздовжніх варіацій поля моди TE_{11q} , що отримані в результаті аналітичного розрахунку (верхній рядок) і чисельного моделювання (нижній рядок), показані в таблиці 5.2. Розподіл електричної компоненти високочастотного поля по довжині резонатора для перших семи поздовжніх варіацій поля показано на рис. 5.5.

Таблиця 5.2 – Резонансні частоти для TE_{11q} мод резонатора

q	1	2	3	4	5	6	7
$f(\text{GHz})$	8.0	8.1	8.23	8.4	8.65	8.91	9.3
	7.97	8.07	8.2	8.37	8.57	8.89	9.25

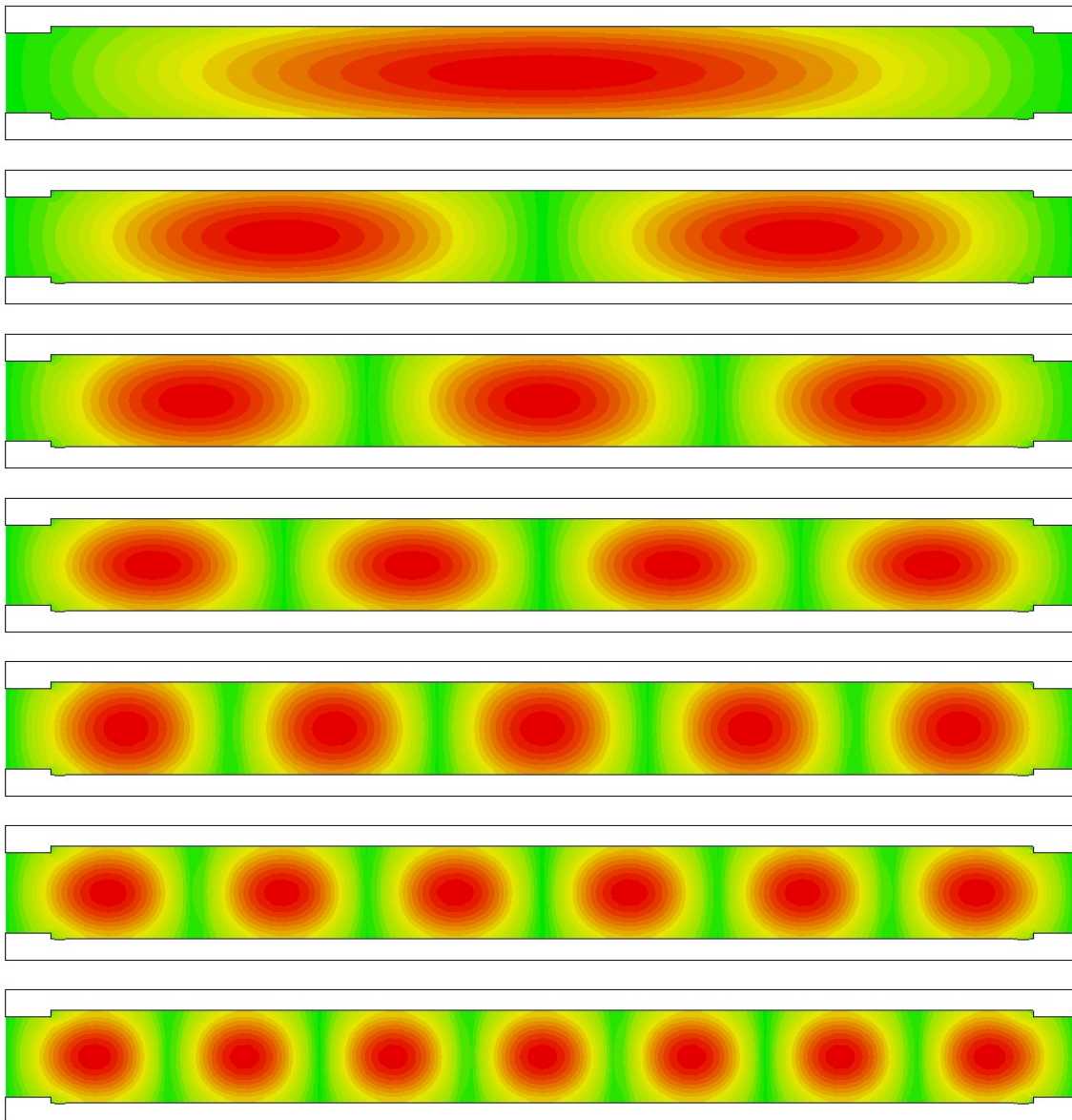


Рисунок 5.5 – Розподіл електричної компоненти високочастотного поля по довжині резонатора для перших семи мод

З огляду на те, що довжина резонатора набагато більше його радіусу, то відбиття від кінців близьке до одиниці, а резонансні частоти близькі до частот закритого резонатора. Різниця стає істотною для поздовжніх мод з великим числом варіацій високочастотного поля по довжині резонатора - q . Зі збільшенням q зменшується дифракційна добротність і збільшується коефіцієнт зв'язку з навантаженням, проте погіршуються умови взаємодії електронів з електромагнітним полем резонатора і збільшується вплив розкиду електронів за швидкостями. Умова збудження коливань в МЦР, коли електронний пучок задовольняє резонансній умові з дисперсійного рівняння (рис. 5.6 тонка лінія), визначається за формулою:

$$\omega - k_z v_z = s \omega_c \quad (5.6)$$

де ω – кутова частота, s – номер циклотронної гармоніки.

Дисперсійне рівняння визначається за формулою:

$$\omega^2 = c^2 (k_z^2 + k_{\perp}^2) \quad (5.7)$$

де k_{\perp} і k_z поперечна і поздовжня сталі розповсюдження TE_{mnq} хвилі, c – швидкість світла.

У разі закритого резонатора поздовжнє хвильове число стає дискретним (рис. 5.6 вертикальні пунктирні лінії) і описується відношенням:

$$k_z = q\pi / L \quad (5.8)$$

Оскільки частота взаємодії залежить від q , частота генерації трохи відрізняється від циклотронної частоти, і резонансна умова буде мати вигляд:

$$\omega \approx \omega_c + v_z q\pi / L \quad (5.9)$$

Дисперсійна характеристика відкритого циліндричного резонатора низьковольтного МЦР показана на рис 5.6 жирною лінією.

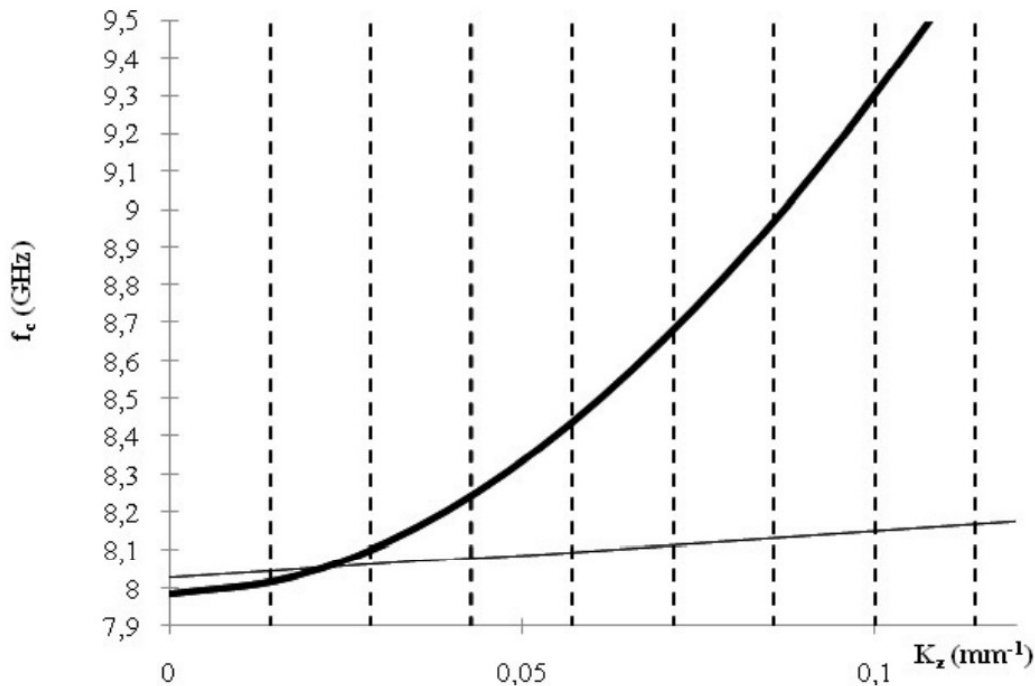


Рисунок 5.6 – Дисперсійна характеристика відкритого циліндричного резонатора

На рис. 5.6 лінія пучка (тонка лінія) відповідає прискорювальній напрузі 2,2 кВ і магнітному полю 0,29 Т. Для мод з індексом q більше 7-ми дифракційна добротність резонатора значно знижується.

5.2.2 Розробка конструкції низьковольтного МЦР та експериментальне дослідження параметрів випромінювання

Частота генерації МЦР залежить від циклотронної частоти обертання електронів, а отже, від індукції магнітного поля і в разі розглянутого низьковольтного МЦР становить 8 ГГц. Розроблений низьковольтний МЦР має наступні характеристики: робоча частота TE_{111} моді становить 8 ГГц, низьковольтна МІГ дозволяє формувати ГЕП достатньої якості в діапазоні

прискорювальної напруги від 2 до 4 кВ за індукції магнітного поля в максимумі до 0,33 Т. Конструкція низьковольтного МЦР показана на рис. 5.7.

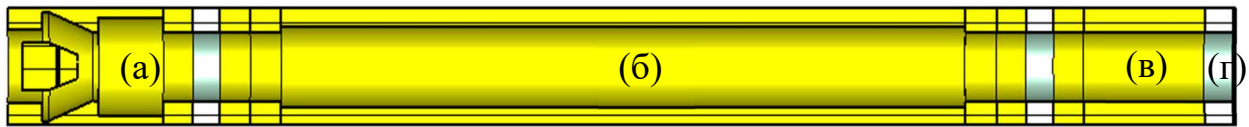


Рисунок 5.7 – Конструкція низьковольтного МЦР: МІГ (а), відкритий циліндричний резонатор (б), колектор (в) та ізолятори (г)

Колектор електронів, що зображено на рис. 5.7 (в), знаходиться в області адіабатично спадаючого магнітного поля, що дозволяє електронам рівномірно розподілятися по його поверхні.

Ізолятори рис. 5.7 (г) виконані зі скла і необхідні для електричної ізоляції елементів низьковольтного МЦР. Електрична ізоляція між резонатором і колектором дозволяє вимірювати токопроходження через систему. Вивід СВЧ енергії також здійснюється через ізолюючі вставки. Також стає можливим побачити профіль і оцінити розміри електронного пучка за його відбитком на поверхні ізолятора.

Магнітна система низьковольтного МЦР складається з двох «теплих» соленоїдів з водяним охолодженням, подібно магнітним системам технологічних гіротронів [123]. Максимальна величина індукції магнітного поля в такій системі становить 0,33 Т за значення струму соленоїдів 22 А. Розподіл магнітного поля, що формується розробленою магнітною системою, має ділянку адіабатично зростаючого магнітного поля в області гармати і ділянку магнітного поля зі слабкою неоднорідністю в області резонатора. Магніти магнітної системи являють собою дві котушки мідного дроту перерізом 4 мм², зібраних в латунні конструкції із зовнішнім діаметром 230 мм, внутрішнім діаметром 30 мм і товщиною 110 мм. Для підтримки величини магнітного поля на постійному рівні котушки живляться стабілізованим струмом.

Розрахунок розподілу індукції магнітного поля, що формується магнітною системою, проводився в кодах CSTEM і SuperFish. Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля уздовж осі магнітної системи, отримане в результаті розрахунку і експериментального вимірювання зі значенням струму соленоїдів 22А показано на рис. 5.8.

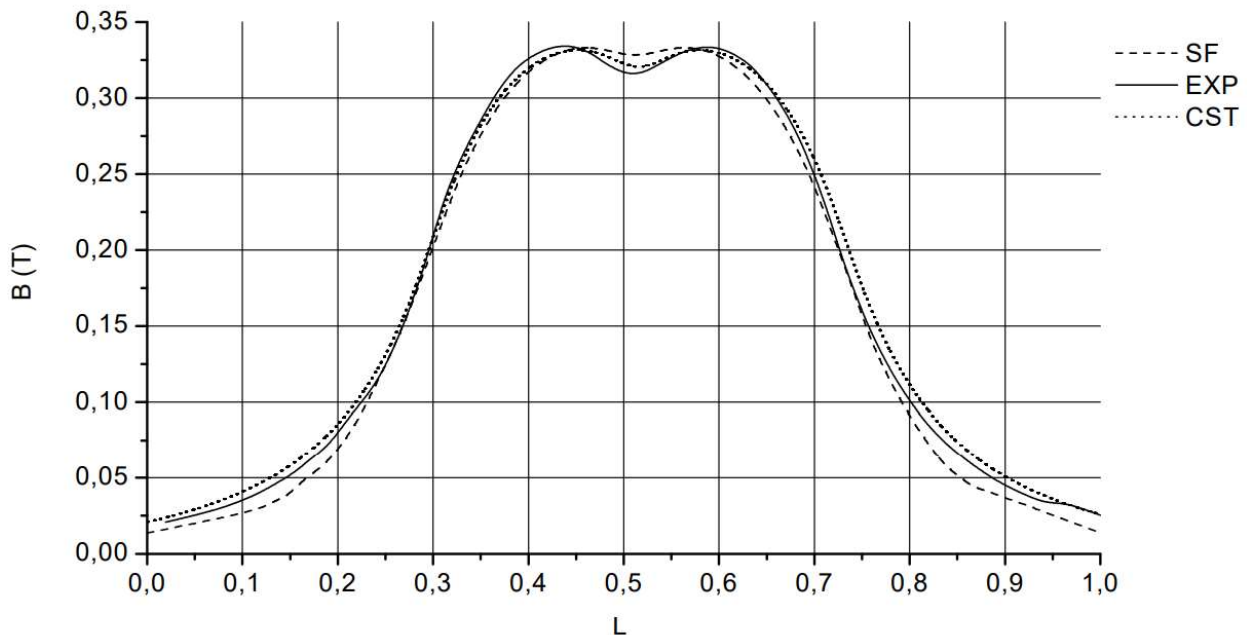


Рисунок 5.8 – Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля вздовж осі магнітної системи у результаті розрахунків і експерименту

З рис. 5.8 видно добре узгодження результатів розрахунку магнітної системи в кодах CSTEM і SuperFish з експериментально отриманими даними.

Експериментальне дослідження низьковольтного МЦР проводилося в постійному і імпульсному режимах живлення МІГ. Експериментальна схема складається з низьковольтного МЦР (рис. 5.9), магнітної системи, що забезпечує фокусування і транспортування пучка, детекторної секції, осцилографа і аналізатора спектра.

Схема експериментальної установки зображена на рис. 5.10. МІГ низьковольтного МЦР розміщувалася в області магнітного поля величиною порядку 0,07 Т. Вихідний сигнал спостерігався в імпульсному режимі за допомогою детекторної секції і осцилографа. Для дослідження спектра сигналу

в постійному режимі використовувався аналізатор спектру С4 - 27. Збудження коливань TE_{114} моди було отримано за величини магнітного поля 0,3 Т і прискорювальної напруги 2,2 кВ. Стартовий струм склав 20 мА.

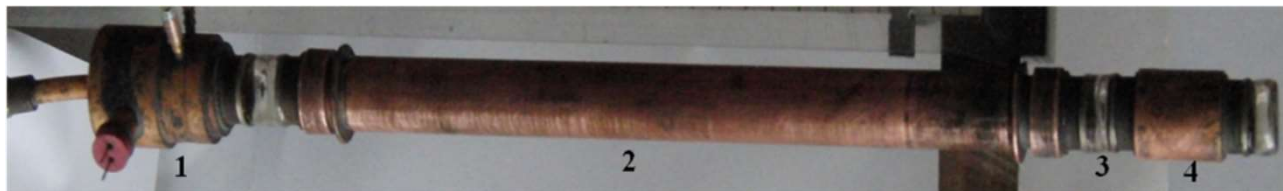


Рисунок 5.9 – Фотографія низьковольтного МЦР: 1 – МІГ, 2 – циліндричний резонатор, 3 – діелектричний ізолятор / вивід енергії, 4 – колектор електронів

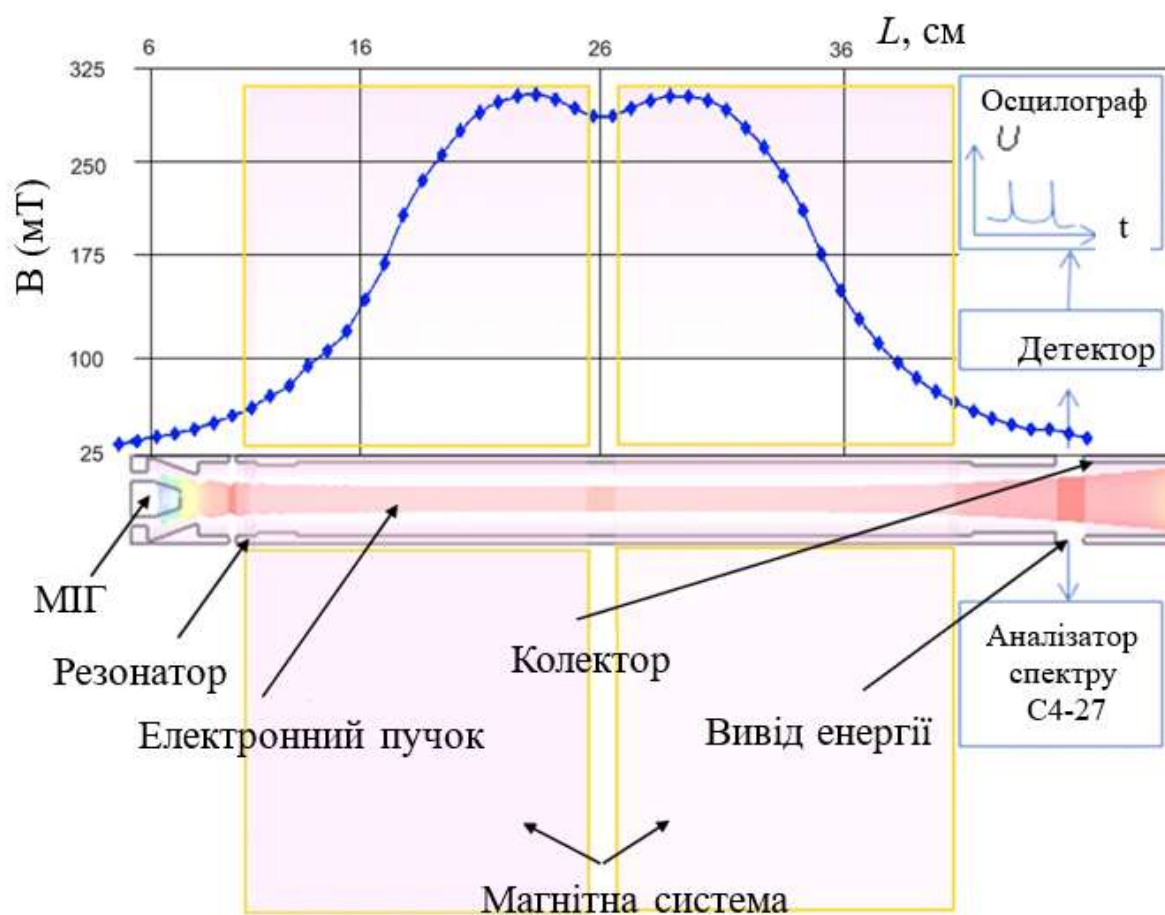


Рисунок 5.10 – Схема експериментальної установки низьковольтного МЦР

Збудження ВЧ коливань в низьковольтному МЦР спостерігалось за мінімальної величини прискорювальної напруги 2,2 кВ, а за прискорювальної напруги 3 кВ спостерігалось збудження мод з TE_{111} до TE_{117} за відповідної зміни

величини магнітного поля в області взаємодії. Під час збільшення прискорювальної напруги вище 4 кВ відбувався зрив генерації.

Режими збудження мод з індексами з 1 до 7 показані на рис. 5.11. Перебудова частоти генерації низьковольтного МЦР здійснюється зміною величини магнітного поля в області взаємодії. Магнітне поле змінювалося в діапазоні від 0,28 до 0,33 Т.

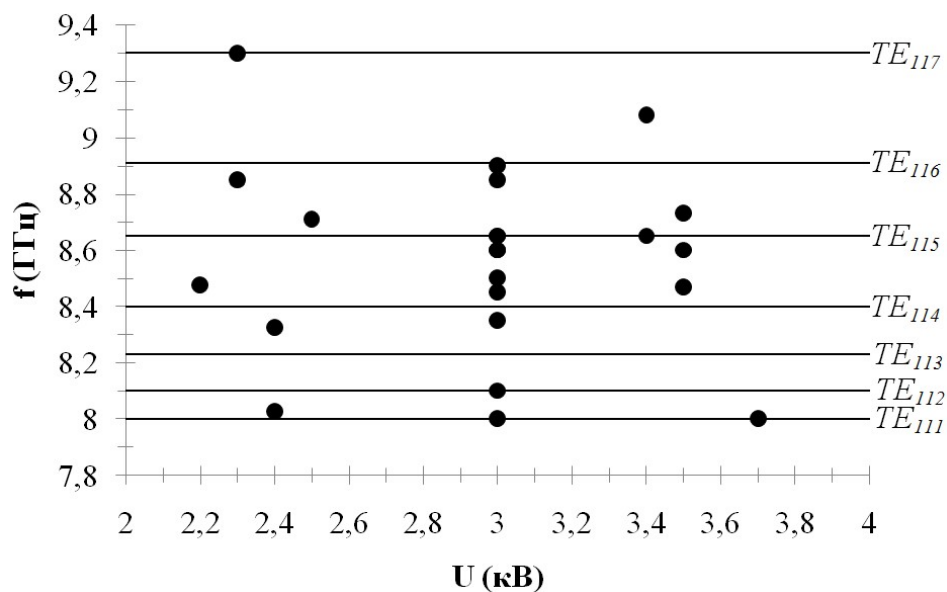


Рисунок 5.11 – Режими збудження TE_{11q} мод резонатора

На рис. 5.11 видно, що під час зміни магнітного поля коливання збуджуються в залежності від величини прискорювальної напруги. Це обумовлено тим, що зі зміною магнітного поля і прискорювальної напруги також змінюються і енергетичні характеристики електронного пучка, що безпосередньо впливає на збудження коливань в резонаторі МЦР.

Результати спектрального аналізу сигналу низьковольтного МЦР показані на рис. 5.12.

На рис. 5.12 (а) одночастотна генерація спостерігалася на частоті 8 ГГц. На рис 5.12 (б) під час збільшення струму електронного пучка спостерігалася двочастотна генерація на частотах 8 і 8,005 ГГц. Двочастотна генерація виникає внаслідок наступних факторів: слабка неоднорідність магнітного поля в області

взаємодії, наявність розкиду швидкостей електронів ГЕП, струм пучка в кілька разів перевищує стартовий струм для робочої моди коливань. Як показано в роботі [293], перевищення робочого струму над стартовим в кілька разів може призвести до трансформації спектру коливань, що зумовлено ефектами перегрупування електронів ГЕП в поле хвилі великої амплітуди, а в разі низьковольтного МЦР додається ще й перегрупування в слабо неоднорідному магнітному полі.

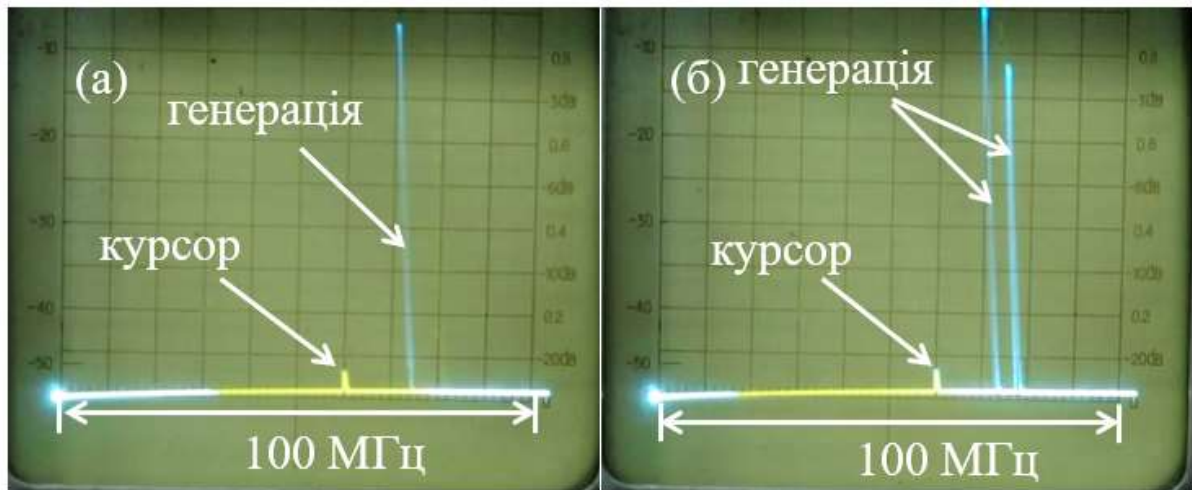


Рисунок 5.12 – Спектр випромінювання низьковольтного МЦР

5.2.3 Додатковий механізм групування електронів в області слабо - неоднорідного магнітного поля у низьковольтному МЦР

Для опису додаткового механізму угруповання електронів в області слабо-неоднорідного магнітного поля в МЦР за низьких прискорювальних напруг спочатку розглянемо механізм азимутально-фазового угруповання електронів в традиційному гіротроні [110]. Розглянемо електрони, що обертаються в магнітному полі, циклотронна частота яких описується формулою:

$$\omega_{\tilde{n}} = eB/m_0 \quad (5.10)$$

де ω_c – циклотронна частота, що вимірюється в радіанах в секунду, e – заряд електрона, m_0 – маса спокою електрона та B – індукція магнітного поля в одиницях системи СІ. У нерелятивістському випадку кутова частота не залежить від кінетичної енергії електронів і електрони ГЕП рухаються з різними фазами не утворюючи згустків, фазового угруповання не відбувається. Під час руху електронів зі швидкостями близькими до релятивістських значно сильніше виявляється релятивістська залежність маси електронів від їх кінетичної енергії, як показано у формулі [110]:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (5.11)$$

де m - маса електрона, c – швидкість світла. У цьому випадку кутова частота електронів залежить від їх швидкості і визначається за формулою [110]:

$$\omega_{\tilde{n}} = \frac{eB}{m_0} \sqrt{1 - \frac{v_{\perp}^2}{c^2}} \quad (5.12)$$

де v_{\perp} - оберտальна компонента швидкості електронів. Виходячи з формули (2.18) зміна кінетичної енергії електронів призведе до зміни кутової частоти, що прийнято називати нестійкістю негативної маси.

Для виникнення нестійкості негативної маси за низької кінетичної енергії електронів необхідно значно збільшити час знаходження електронних згустків в високочастотному полі електродинамічної системи МЦР. Це призводить до значного збільшення простору взаємодії (довжини резонатора). Також поряд зі збільшенням довжини резонатора необхідно забезпечити формування електронного пучка хорошої якості, енергетичні характеристики якого

задовольняють умові ефективного збудження коливань електродинамічної системи за низьких прискорювальних напруг.

Збільшення довжини резонатора призводить до збільшення дифракційної добротності резонатора Q_{dif} , яка описується формулою [136]:

$$Q_{dif} = 4\pi \frac{L^2}{\lambda^2} \left(\frac{1}{1-\rho} \right) \quad (5.13)$$

де L – довжина резонатора, λ – довжина хвилі в резонаторі, ρ – відбиття від краю резонатора. Збільшення дифракційної добротності резонатора призводить до зниження повної ефективності МЦР – η , яка описується наступною формулою [136]:

$$\eta = \eta_Q \times \eta_{el} \quad (5.14)$$

$$\eta_Q = 1 - \frac{Q_{dif}}{Q_{ohmic} + Q_{dif}} \quad (5.15)$$

де η_Q – ефективність яка пов'язана з кількістю високочастотної енергії, яка виводиться з резонатора або розсіюється на його поверхні і залежить від омичної – Q_{om} та дифракційної – Q_{dif} добротності, а η_{el} – ефективність передачі енергії ВЧ полю електронним пучком.

За напруги 2 кВ релятивістська зміна частоти становить 0,2 %, і це означає, що для досягнення зсуву по фазі в 180° , необхідного для забезпечення повного угруповання електронів, електрони повинні зробити в області взаємодії як мінімум 250 обертів. Однак в разі низьковольтного МЦР, комп'ютерне моделювання показує, що час прольоту відповідає величині близько десяти обертів. При такому малому часі прольоту класичний механізм угруповання

електронів стає слабким і малоефективним, отже, додатковий механізм угруповання має місце.

Як показав Шнайдер в роботі [137] в нерелятивістському випадку умова для виникнення коливань описується формулою:

$$\omega_c \tau V^2 / 2c^2 > 1 \quad (5.16)$$

де V - це швидкість електронів, τ - час прольоту електронів. Вираз (5.16) є умовою для мінімальної кількості орбіт електронів, яке їм необхідно провести в області електромагнітного поля резонатора для виникнення і підтримки генерації електромагнітного випромінювання [138].

Грунтуючись на формулі (5.16) для забезпечення повного угруповання електронів за прискорювальної напруги 2,2 кВ, електрони повинні зробити в області взаємодії як мінімум 85 обертів в однорідному магнітному полі величиною 0,33 Т.

Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля по довжині системи показано на рис 5.13, де чорними прямокутниками показані області в розподілі магнітного поля з відхиленням не більше ніж 1 % від максимального значення, пунктирними лініями зображені межі резонатора.

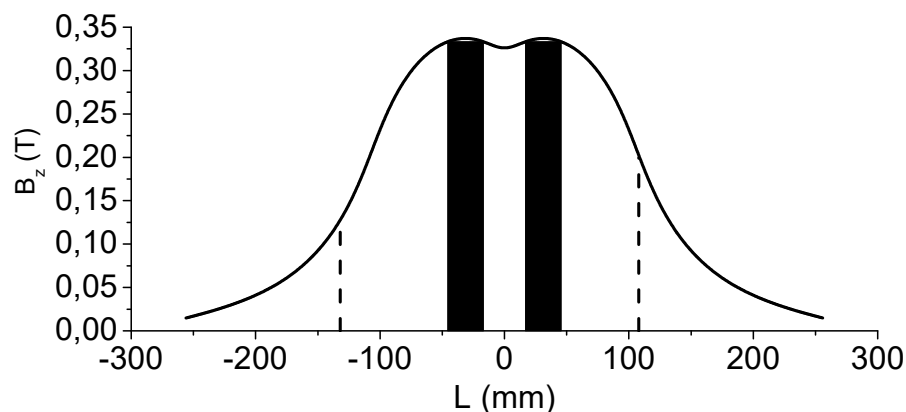


Рисунок 5.13 – Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля в низьковольтному МЦР

З рис. 5.13 видно, що сумарна довжина областей однорідного магнітного поля складає 54 мм. Результати комп'ютерного моделювання показали, що за прискорювальної напруги 2,2 кВ і напруженості магнітного поля в максимумі 0,33 Т електрон робить 25 обертів. Підставляючи дані у вираз (5.16) ми отримуємо величину рівну 0,3, що менше одиниці. Це говорить про те, що такої кількості оборотів електрона в області однорідного магнітного поля мало для угруповання електронів і підтримки електромагнітних коливань в електродинамічній системі низьковольтного МЦР. Однак експериментальне дослідження низьковольтного МЦР показало, що коливання підтримуються, а частота випромінювання змінюється зі зміною величини магнітного поля, що говорить про присутність механізму подібного механізму нестійкості негативної маси в класичних гіротронах.

Збудження коливань за низьких прискорювальних напруг можна пояснити за допомогою слабо-неоднорідного розподілу поздовжньої компоненти магнітного поля в області взаємодії, яке має ділянки зі зміною поздовжньої компоненти магнітного поля B_z в перетині резонатора. У центральній частині і на краях резонатора знаходяться ділянки, в яких величина поздовжньої компоненти магнітного поля B_z збільшується по мірі наближення до осі резонатора. В інших частинах резонатора знаходяться ділянки магнітного поля, в яких величина поздовжньої компоненти магнітного поля B_z зменшується по мірі наближення до осі резонатора. Положення ділянок з провисаючим і зростаючим магнітним полем по довжині резонатора МЦР і розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля по довжині резонатора, а також розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля в поперечному перерізі резонатора в цих областях показано на рис. 5.14.

З рис. 5.14 видно, що області магнітних дзеркал зі зростаючим до осі резонатора в поперечному перерізі магнітним полем знаходяться на малих ділянках резонатора: на початку резонатора інтервал ($Z = 0 - 25.5$ мм) і в середині інтервалу ($Z = 121 - 143$ мм), а також наприкінці резонатора, за його межами. Області, де магнітне поле зменшується з наближенням до осі резонатора в

поперечному перерізі займають більшу частину резонатора і знаходяться в інтервалі ($Z = 25.5 - 121\text{мм}$) і ($Z = 143 - 240\text{мм}$).

Особливий інтерес представляють перехідні області між ділянками магнітного поля з наростаючим і спадаючим розподілом у напрямку до осі резонатора. Характер розподілу поздовжньої компоненти магнітного поля в перехідних областях зображений на рис 5.15.

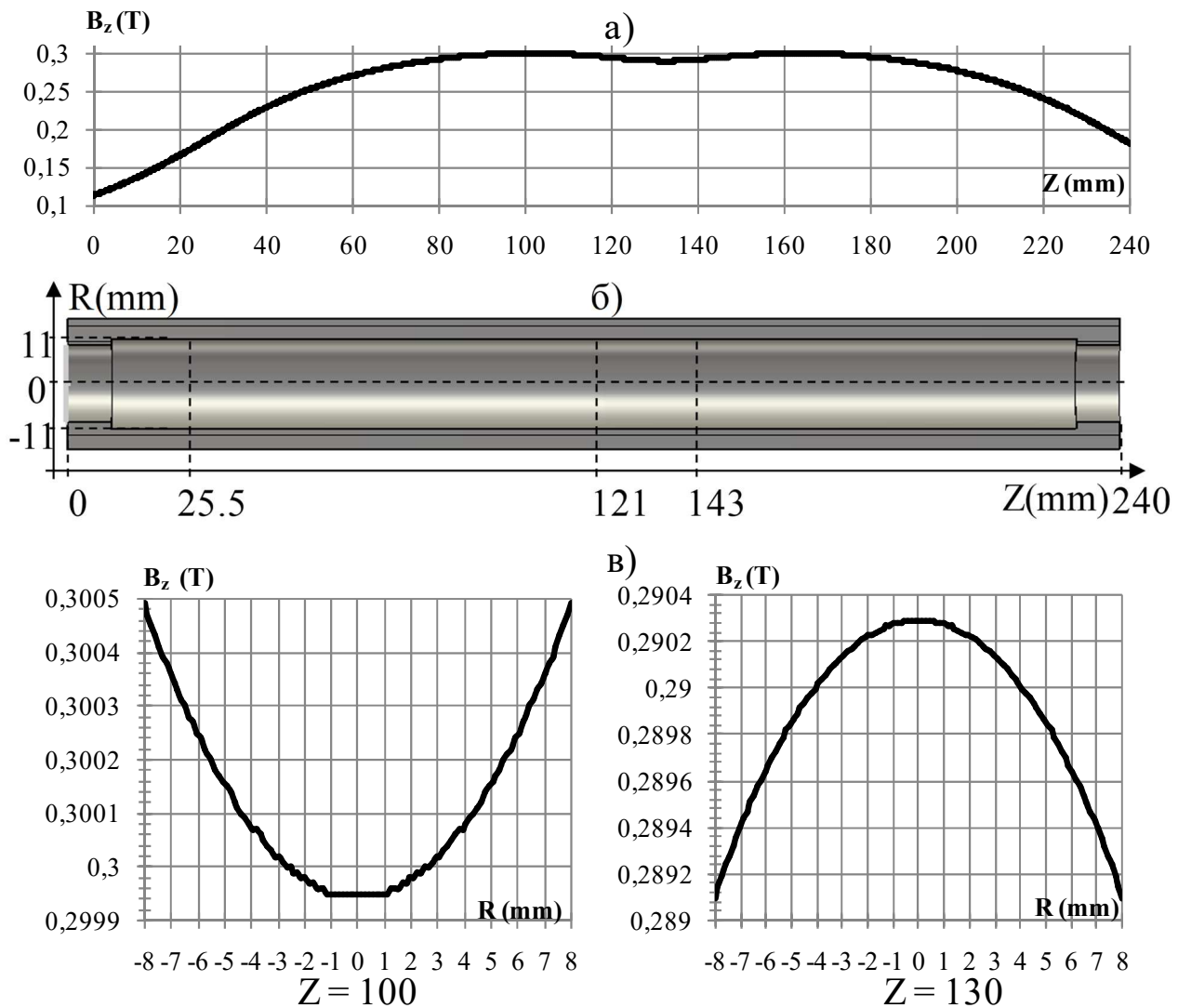


Рисунок 5.14 – Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля по довжині резонатора (а), положення ділянок з провисаючим і наростаючим магнітним полем по довжині резонатора МЦР (б), розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля в поперечному перерізі резонатора в цих областях (в)

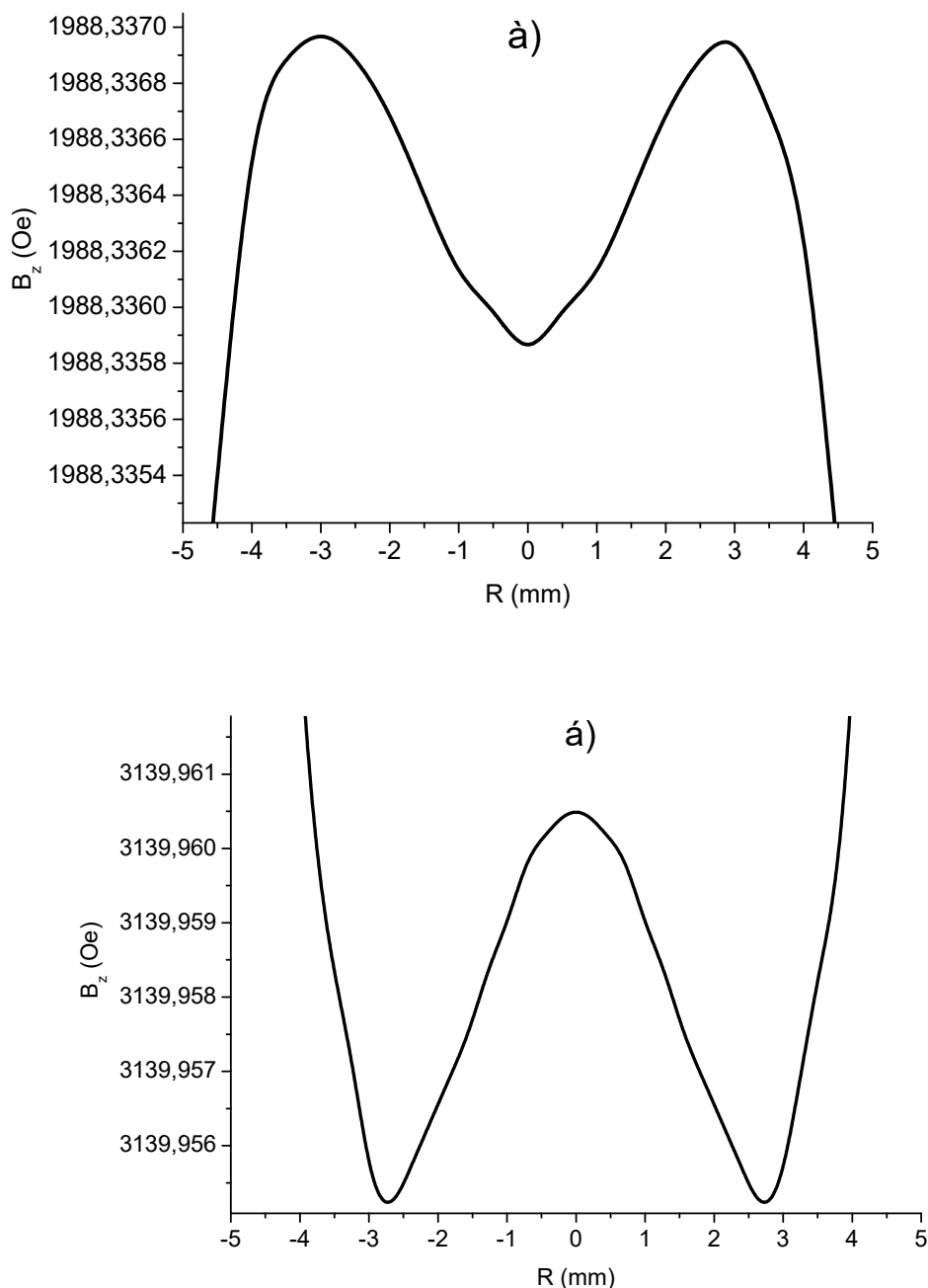


Рисунок 5.15 – Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля в поперечному перерізі резонатора в перехідних областях ($z = 25,5$ (а), $z = 121$ (б))

Як видно з рис. 5.15, розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля в поперечному перерізі резонатора в перехідних областях має слабо неоднорідний розподіл з двома точками екстремуму. Саме в таких екстремумах, як буде показано далі, і буде відбуватися азимутальна угруповання електронів. Також з рис. 5.15 видно, що неоднорідність розподілу поздовжньої компоненти

магнітного поля в перехідній області $z = 25,5$ мм рис. 5.15 (а) в 10 разів менше ніж в області $z = 121$ мм рис. 5.15 (б).

Дослідження розподілу поздовжньої компоненти магнітного поля в поперечному перерізі резонатора показало, що в перехідних областях, які знаходяться в адіабатичних ділянках магнітного поля, характерний слабо-неоднорідний розподіл з двома максимумами, подібно рис. 5.15 (а), а для області магнітного дзеркала, що знаходиться в області ($z = 121-143$ мм) характерний розподіл з двома мінімумами, подібно рис. 5.15 (б).

За допомогою траєкторного аналізу було розраховано зміну діаметра електронного пучка по довжині резонатора. За допомогою отриманих даних можна оцінити наскільки величина поздовжньої компоненти індукції магнітного поля змінюється в поперечному перерізі резонатора в обраному фрагменті пучка. Зміна діаметру електронного пучка по довжині системи показано на рис. 5.16.

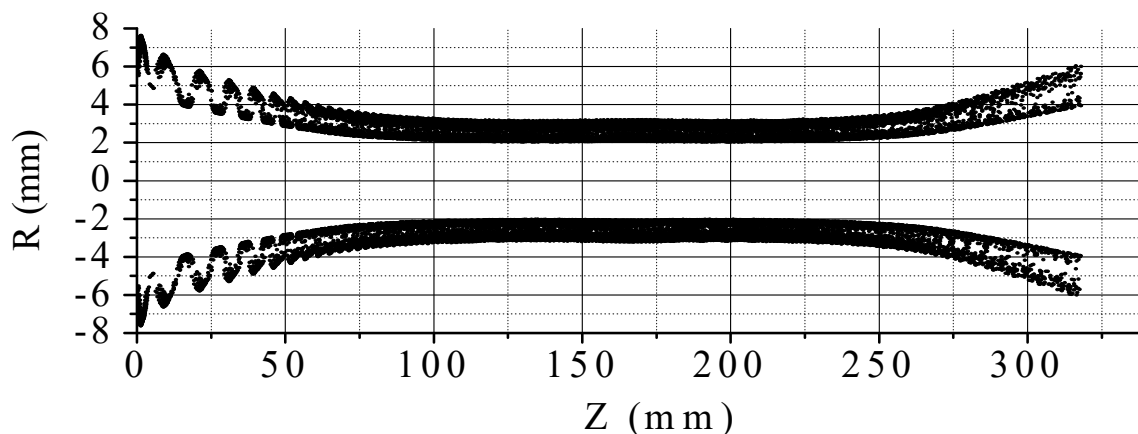


Рисунок 5.16 – Зміна діаметру електронного пучка по довжині системи

На рис. 5.16 дані отримані для струму пучка 300 мА, прискорювальної напруги 3 кВ, магнітного поля в максимумі 0,3 Т, кількість променів струму використовуваних в моделюванні дорівнює 2000. Також на рис. 2.16 область резонатора знаходиться в інтервалі ($Z = 34,1 - 274,1$ мм). За цим графіком можна зробити висновок, що в області магнітного поля, яке задовольняє умові циклотронного резонансу, середній радіус електронного пучка становить 2,6 мм, а середня товщина складає 1,2 мм. З цих даних випливає, що кожен шар ГЕП в

перехідній області потрапить в точку екстремуму розподілу магнітного поля. Це обумовлено тим, що відстань між точками екстремуму, зображеними на рис. 5.15, змінюється в залежності від поздовжньої координати.

Розглянемо взаємодію електронного потоку з поперечним полем резонатора. У разі резонатора описаного вище, це буде поле TE_{111} . Траєкторія електронного потоку в зоні резонатора є спіраль, радіус якої описується формулою

$$r = \frac{m v}{e B_0} \quad (5.17)$$

Радіус є малим у порівнянні з радіусом резонатора R_p , а крок спіралі описуваної електроном, що обертається в магнітному полі, визначається за формулою:

$$\lambda_c = 2\pi r \frac{v_{\parallel 0}}{v_{\perp 0}} \quad (5.18)$$

Крок є малим у порівнянні з робочою довжиною резонатора $\lambda_c \ll Z_p$. Це дозволяє вважати, що в межах декількох витків траєкторії поле резонатора просторово однорідно. Якщо ще врахувати, що поздовжня взаємодія електронів і поля в резонаторі відсутня, то можна розглянути взаємодію поля резонатора з електронним потоком, електрони якого рухаються тільки по кругових орбітах з радіусом описуваних формулою (5.17) за $v_{\parallel 0} = 0$. Під час аналізу припустимо, що виконується умова циклотронного резонансу, що описується формулою:

$$\omega = \omega_c, (T = T_c) \quad (5.19)$$

Механізм взаємодії електронів, що обертаються, з ВЧ полем резонатора, зображений на рис. 5.17.

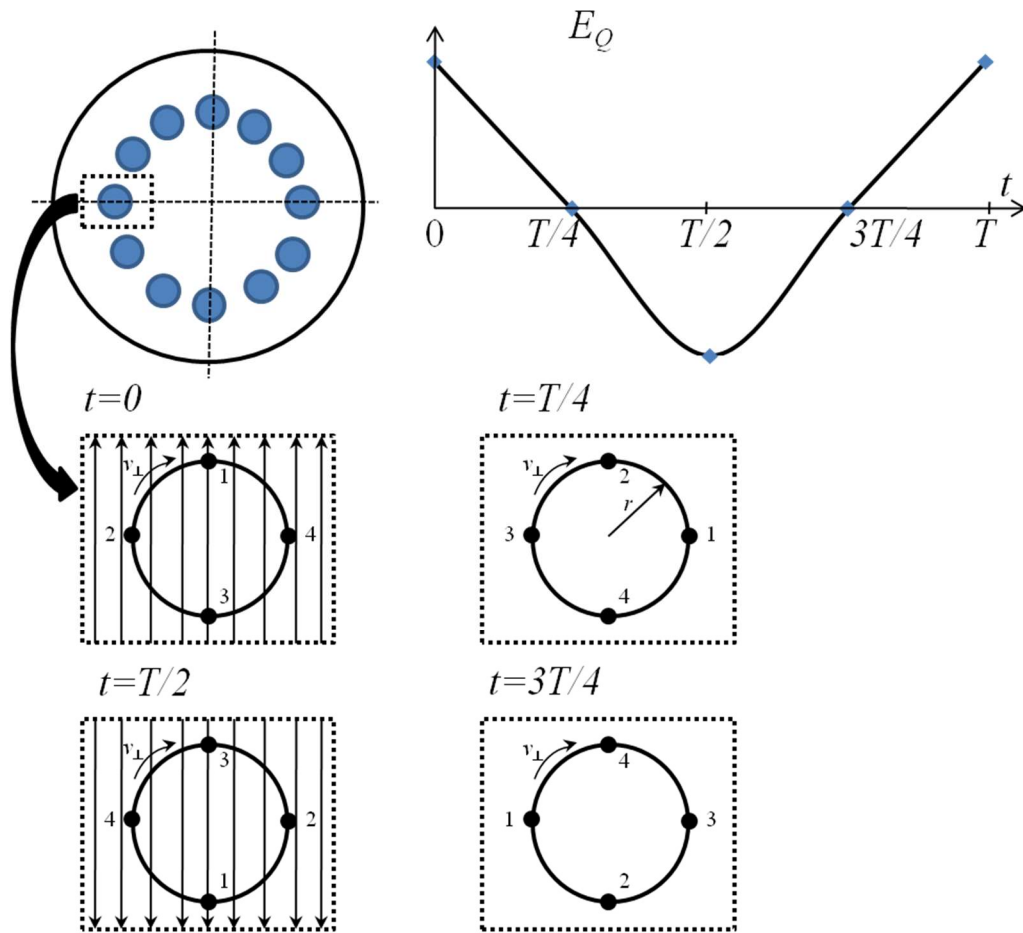


Рисунок 5.17 – Механізм взаємодії електронів, що обертаються, з ВЧ полем резонатора

На рис. 5.17 зображено поперечний переріз резонатора з електронним пучком в ньому, з цього пучка вирізаний фрагмент, в якому електрони обертаються по своїх орбітах. Далі на орбіті виділено чотири електрона 1 - 4 і розглянуто характер їх взаємодії з електричним полем резонатора в певний момент часу. Залежність амплітуди електричного поля в поперечному перерізі резонатора від часу показана на рис. 5.17. Стрілками зображені силові лінії електричного поля в резонаторі.

У момент часу $t = 0$ електричне поле, що змінюється в часі, E_Q досягає свого максимального значення. У цей момент для електрона 2 сила, яка діє з боку електричного поля, визначається за формулою:

$$\vec{F} = -e\vec{E} \quad (5.20)$$

Ця сила спрямована проти напрямку руху електрона і призводить до його гальмування, швидкість електрона 2 зменшується.

Для електрона 4 сила з боку електричного поля збігається з напрямком його руху і цей електрон в даний момент часу прискорюється. На електроні 1 і 3 сила, що діє з боку електричного поля, спрямована перпендикулярно їх траєкторіям і не змінює швидкості їх руху по круговій орбіті.

У момент часу $t = T/4$, за умови циклотронного резонансу ($T=T_c$), електрони 1 - 4 змістяться на чверть обороту як показано на рис. 5.16. Але оскільки в цей момент часу електричне поле E_Q дорівнює нулю, то електрони не відчують з боку електричного поля ніякого впливу.

У момент часу $t = T/2$, коли поле E_Q знову досягає максимального значення, електрони 1 - 4 займають позиції, показані на рис. 5.17. При цьому електрон 2 відчуває гальмування, а електрон 4 – прискорення.

У момент часу $t = 3T/4$ електричне поле звертається в нуль і електрони не відчують його силового впливу. У момент часу $t = T$ повторюється ситуація як і в випадку $t = 0$, як зображено на рис. 5.17.

З плином часу процес взаємодії електронів з електромагнітним полем резонатора повторюється. В результаті цього частина електронів (електрон 4 і електрони, що знаходяться в його оточенні) прискорюється, а частина електронів гальмується (електрон 2 і електрони, що знаходяться в його оточенні). Частина електронів (1 і 3, а також електрони, що знаходяться в їх оточенні) не змінює своєї швидкості під час руху по круговій орбіті.

Таким чином, під час взаємодії електронів, що рухаються по кругових траєкторіях, з високочастотним електричним полем резонатора низьковольтного МЦР в режимі циклотронного резонансу відбувається їх швидкісна модуляція, подібна швидкісній модуляції, описаній в класичній теорії гіротрона [110].

Зміна поперечних швидкостей електронів, що відбувається в процесі взаємодії з ВЧ полем резонатора, призводить до зміни характеру їх обертового руху. Оскільки радіус кругової орбіти електрона пропорційний швидкості (5.17), то зміна швидкості призведе до відповідних змін радіуса орбіти електрона.

Важливим є те, що ефект зміни циклотронної частоти електронів в разі низьковольтного МЦР, досягається за рахунок наявності слабкої неоднорідності в розподілі магнітного поля в поперечному перерізі резонатора в області взаємодії, а не тільки за рахунок релятивістської залежності маси електрона від його кінетичної енергії.

Для пояснення азимутальної угруповання електронів в низьковольтному МЦР розглянемо фрагмент гвинтового електронного пучка, який проходить через резонатор в перехідній області магнітного поля (область адиабатично зростаючого магнітного поля). Для електронів, що обертаються по своїх орбітах, в області максимумів слабо-неоднорідного магнітного поля, буде характерна поведінка, що зображена рис. 5.18.

Внаслідок модуляції електронів за швидкостями під дією електричного поля резонатора, як було описано вище, для електрона 2 лінійна і орбітальна швидкості зменшуються, отже, зменшується і радіус орбіти, в результаті чого електрон потрапляє в наростаюче магнітне поле і його кутова частота збільшується.

Для електрона 4 лінійна і орбітальна швидкості зростають, отже, зростає і радіус орбіти, в результаті чого електрон потрапляє у спадаюче магнітне поле і його кутова частота зменшується.

Електрони 1 і 3 не змінюють швидкості руху під час взаємодії з ВЧ полем резонатора і тому вони продовжують рухатися по траєкторіях, близьким до траєкторій статичного режиму, коли ВЧ поле відсутнє. Радіус їх орбіт і кутова частота обертання будуть постійними і не змінюються в процесі взаємодії.

Кутові частоти і магнітні поля для електронів, що обертаються в області перехідного магнітного поля, яке в розподілі має два максимуми, співвідносяться, як показано у формулі

$$B_{z_2} > B_{z_{1,3}} > B_{z_4} \Rightarrow \omega_{c_2} > \omega_{c_{1,3}} > \omega_{c_4} \quad (5.21)$$

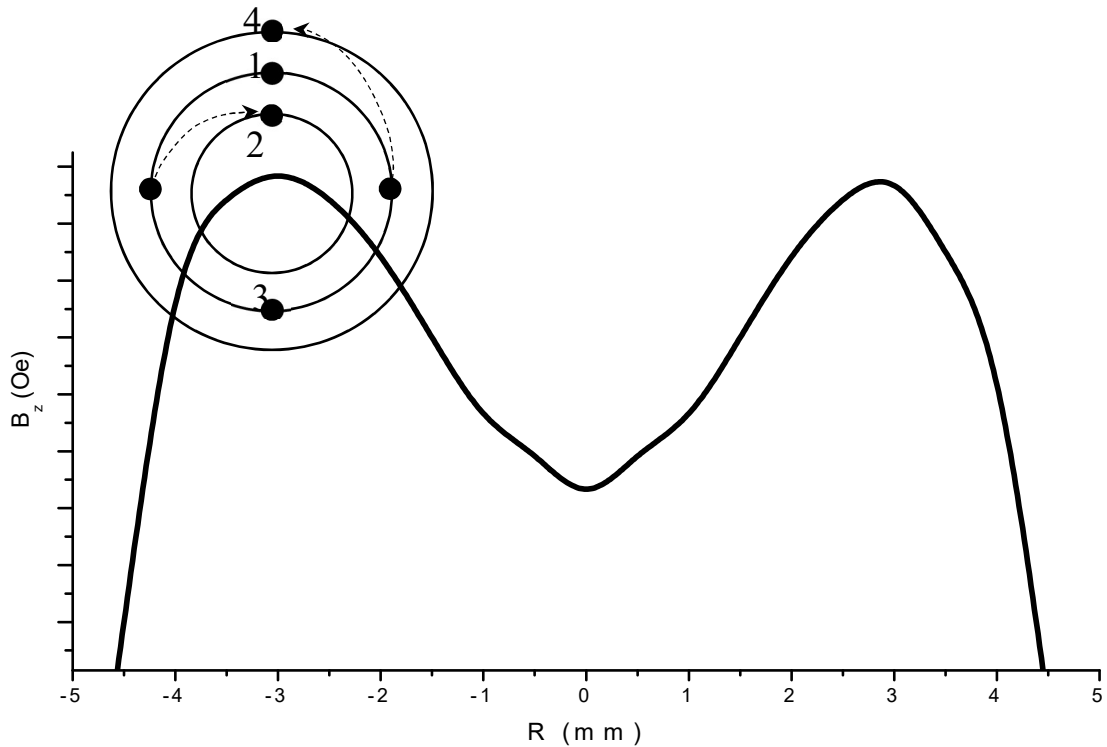


Рисунок 5.18 – Азимутне угруповання електронів в фрагменті електронного пучка і розподіл магнітного поля в поперечному перерізі резонатора в перехідній області ($Z = 25,5$ мм)

Таким чином, поблизу азимутальної площині, що обертається синхронно з електроном 1, поступово утворюється електронна група і відбувається угруповання електронів, які згодом рухаються в фазі. Дане угруповання електронів обумовлено нестійкістю негативною маси в адіабатично зростаючій ділянці магнітного поля.

Розподіл магнітного поля в перехідній області в поперечному перерізі резонатора в області магнітного дзеркала ($z = 121$ мм) має в поперечному розподілі два мінімуму, на відміну від розподілу в адіабатичній ділянці магнітного поля ($z = 25,5$ мм). Для електронів, що обертаються по своїх орбітах в області мінімумів такого магнітного поля, характерна поведінка (рис. 5.19).

Внаслідок модуляції електронів за швидкостями під дією електричного поля резонатора, як було описано вище, для електрона 2 лінійна і орбітальна

швидкості зменшуються, отже, зменшується і радіус орбіти, і електрон потрапляє в спадаюче магнітне поле і його кутова частота зменшується.

Для електрона 4 лінійна і орбітальна швидкості зростають, отже, зростає і радіус орбіти, і електрон потрапляє в зростаюче магнітне поле і його кутова частота збільшується.

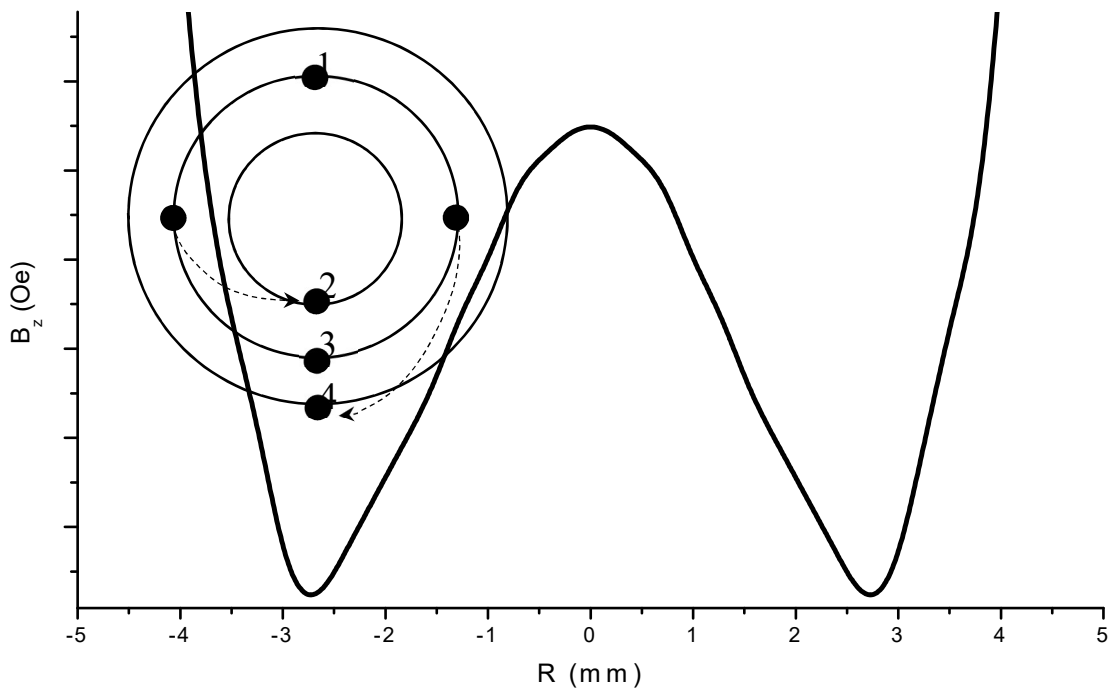


Рисунок 5.19 – Азимутне угруповання електронів в фрагменті електронного пучка і розподіл магнітного поля в поперечному перерізі резонатора в перехідній області ($z = 121$ мм)

Електрони 1 і 3 не змінюють швидкості руху під час взаємодії з ВЧ полем резонатора і тому вони продовжують рухатися по траєкторіях, близьким до траєкторій статичного режиму, коли ВЧ поле відсутнє. Радіус їх орбіт і кутова частота обертання будуть постійними і не змінюються в процесі взаємодії.

Кутові частоти і магнітні поля для електронів, що обертаються в області перехідного магнітного поля, яке в розподілі має два мінімуму, співвідносяться, як показано у формулі

$$B_{z_4} > B_{z_{1,3}} > B_{z_2} \Rightarrow \omega_{c_4} > \omega_{c_{1,3}} > \omega_{c_2} \quad (5.22)$$

Таким чином, поблизу азимутальної площини, що обертається синхронно з електроном 3, поступово утворюється електронна група і відбувається угруповання електронів, які згодом рухаються в фазі. Дане угруповання обумовлено нестійкістю негативної маси в області магнітного дзеркала і є основною, так як в цій області величина магнітного поля і циклотронна частота обертання електронів відповідає власній частоті резонатора на моді TE_{11q} .

Механізм угруповання описаний вище, подібний до механізму угруповання електронів в класичних гіротронах, але з тією різницею, що азимутальна угруповання електронів відбувається завдяки слабкій неоднорідності в розподілі магнітного поля в поперечному перерізі резонатора, а не тільки через релятивістський ефект.

Комп'ютерне моделювання процесу взаємодії електронного пучка з електромагнітним полем резонатора низьковольтного МЦР було проведено в кодї CST PS (particle in cell solver). Параметри електронного пучка і магнітного поля були обрані таким чином, щоб електронний пучок ефективно взаємодівав з TE_{111} модою відкритого циліндричного резонатора з частотою 8 ГГц. Магнітне поле в області взаємодії в максимумі становить величину порядку 0,285 Т. Виходячи з дисперсійної характеристики, розрахованої для використовуваного в розрахунку резонатора, для ефективної генерації прискорювальна напруга становить 3 кВ. З результатів траєкторного аналізу видно, що за такої напруги пітч-фактор дорівнює 1,7. Струм електронного пучка, що використовується в розрахунку, становить 100 мА.

Результати комп'ютерного моделювання показали стійку генерацію на TE_{111} моді відкритого циліндричного резонатора з частотою 8 ГГц. Спектральний склад генерованого випромінювання зображений на рис. 5.20.

З рис. 5.20 видно одночастотну генерацію на частоті 8 ГГц, ширина смуги генерації становить величину порядку 800 кГц, що свідчить про високу добротність електродинамічної системи, як показав розрахунок, вона становить величину близько 12000.

Розподіл енергії електронів ГЕП в процесі взаємодії показано на рис 5.21.

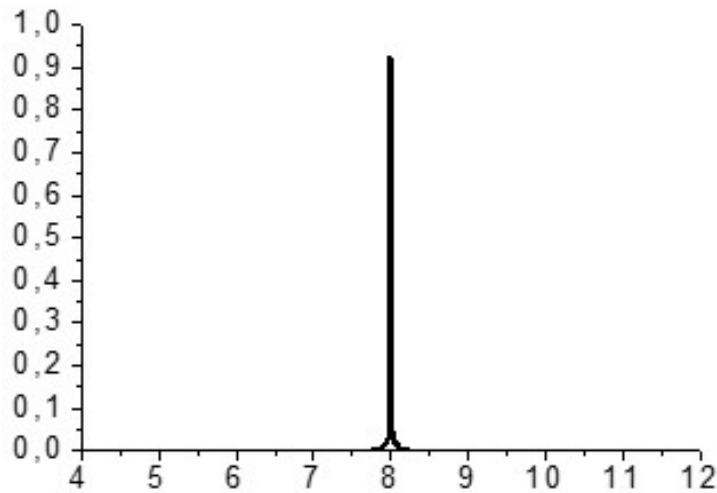


Рисунок 5.20 – Спектральний склад коливань низьковольтного МЦР

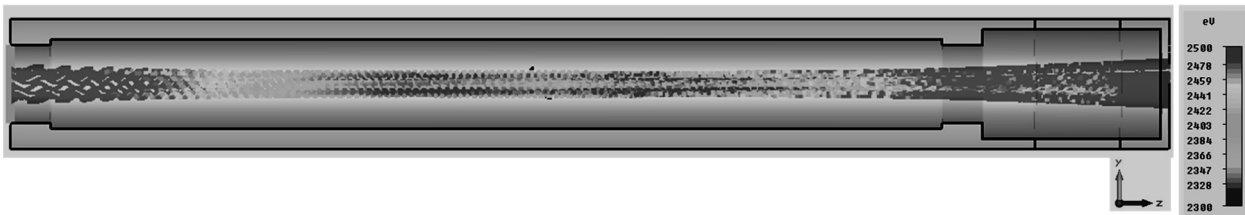


Рисунок 5.21 – Розподіл енергії електронів ГЕП в процесі взаємодії низьковольтного пучка з електромагнітним полем резонатора на TE_{111} моді

На рис. 5.21 видно електронні згустки, які формуються відповідно до механізму, описаного вище, так як з розподілу електронів по енергії в пучку видно, що електрони групуються в перехідних областях, де розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля в поперечному перерізі резонатора має два мінімуму.

Результати комп'ютерного моделювання процесу взаємодії електронів ГЕП з електромагнітним полем циліндричного резонатора низьковольтного МЦР добре узгоджуються із запропонованою теорією і експериментально отриманими даними.

5.3 Експериментальне дослідження низьковольтного режиму роботи двопучкового гіротрона у діапазоні частот 300-400ГГц

Багато застосувань в ТГц діапазоні потребують значно меншої (від 0,1 Вт до 100 Вт) потужності [294]. Для таких цілей дуже привабливим є гіротрон з низькими напругами, оскільки це дозволяє зменшити розмір і вартість генератора, джерел живлення та охолодження. У цьому випадку джерела живлення генераторів з відносно низькою напругою (клинотрон, ЛЗХ, ГДВ, оротрон тощо) також можуть бути використані для гіротрону [295-300]. Більше того, компактний гіротрон [301, 302] може бути ще більш компактным і, отже, легко використовуватись як настільний генератор. Крім того, компактний гіротрон з дуже низькою напругою є привабливим для ЯМР-ДПЯ спектроскопії як джерело, інтегроване з ЯМР-спектрометром в одному кріомагніті. Така схема гіротронів отримала назву “гіротрино” [303-306]. Умова низької напруги необхідна для узгодження частот гіротрино та ДПЯ.

Незважаючи на переваги низьковольтних гіротронів, існує лише декілька їх досліджень [9, 135, 306-309], оскільки робота гіротрона базується на релятивістській залежності частоти циклотрону від енергії електрона, і очікувалося, що режим низької напруги не є ефективним. Перша експериментальна робота, присвячена низьковольтному гіротрону в 2007 році [135], з'явилася якось випадково у вивченні гіротрону, який спочатку був розроблений для роботи на другій циклотронній гармонії 460 ГГц з відносно високою напругою (20 кВ). У роботі продемонстровано ефективну роботу гіротронного генератора на частоті 233 ГГц (основна циклотронна гармоніка робочого режиму $TE_{2,3}$) при напрузі до 3,5 кВ з потужністю до 12 Вт. Гіроприлади з ще нижчими напругами розглядалися у ряді теоретичних робіт [304, 305, 309]. Теоретично було показано, що, незважаючи на малий електронний релятивістський фактор, відносно низький пусковий струм може забезпечуватися досить великою довжиною гіротронного резонатора. Однак збільшення довжини резонатора може спричинити зменшення вихідної

потужності. Моделювання передбачає, що вихідна потужність вище 10 Вт може генеруватися на фундаментальній гармоніці при напрузі менше 2 кВ [308].

У цьому розділі дисертації досліджено низьковольтну ефективну генерацію на фундаментальній циклотронній гармоніці двопробеневого гіротрону [310], який спочатку був розроблений для роботи на другій гармоніці з відносно високою напругою (20 кВ) на частоті 780 ГГц.

Досліджуваний двопучковий гіротрон був розроблений на робочу частоту 780 ГГц в магнітному полі 15Т [310-314]. Для роботи на моді $TE_{8,5}$, МІГ формує ГЕП з радіусами пучків 0,45 мм і 0,71 мм, що збігаються з першим (внутрішній промінь) і другим (зовнішній промінь) максимумами структурного коефіцієнта моди $TE_{8,5}$. Розроблена МІГ з параметрами $U=20\text{кВ}$; $B = 14,5\text{Т}$; $I \leq 2\text{А}$ (із співвідношенням 1:2 внутрішнього та зовнішнього пучків) формує обидва пучки з однаковим пітч-фактором 1,5 та розкидом швидкості 10% [310, 311]. За низьких напругах радіуси залишаються майже однаковими, тоді як пітч-фактори та розкиди швидкості стають зовсім різними. Довжина та радіус резонатора з традиційною геометрією $L = 12$ мм і $R = 1,5$ мм. Кут дифракційного вивода становить 1° . У таблиці 5.3 наведені фундаментальні моди у діапазоні магнітного поля 11-15 Тл.

Експериментальна залежність генерації випромінювання від магнітного поля (рис. 5.22 та рис. 5.23) свідчить про збудження декількох фундаментальних мод (TE_{23} , TE_{03}) за напруги пучка 2,5 кВ та струмі 200 мА, а також ряд фундаментальних мод в діапазоні від 0,3 ТГц до 0,42 ТГц за напруги пучка 5 кВ та струмі 350 мА (TE_{23} , TE_{03} , TE_{52} , TE_{33} , TE_{14} , TE_{62} , TE_{43} , TE_{72} , TE_{24}). Моди TE_{52} , TE_{62} , TE_{72} взаємодіють лише із зовнішнім пучком, оскільки їх структурні фактори для внутрішнього пучка є незначними; інші моди взаємодіють з обома пучками. Можна помітити, що у разі напруги пучка 5 кВ збуджуються також моди з великими осьові індексами, забезпечуючи перестроювання частоти. В експерименті був використаний піроелектричний детектор, у якого амплітуда сигналу пропорційна вихідній потужності лише для певної моди, тож складно порівняти вихідну потужність на різних модах. Для вимірювання абсолютної

потужності було використано вимірювач потужності та енергії (Scientech 373 Model, Scientech Inc., Boulder Corp., США). Ці результати вимірювань наведені в таблиці 5.4 для мод TE_{23} та TE_{43} . Можна припустити, що рівень потужності випромінювання відразу після гіротронного вікна приблизно в 2-3 рази вищий, оскільки вимірювання проводилися в кінці 3,5-метрового хвилеводу з гладкою стінкою з внутрішнім діаметром 28 мм. Беручи до уваги, що затухання в таких довгих трактах з кількома вигинами є значними, передана потужність набагато менше вихідної потужності відразу після вакуумного вікна. Більше того, значення, виміряні вимірювачем потужності і представлені в таблиці 5.4, відповідають потужності, поглиненій поглиначем детектора, який поглинає лише частину потужності хвильового пучка, що надходить з кінця хвилеводу. Частоту вимірювали двома методами: 1) довжина хвилі вимірювалася за допомогою інтерферометра Фабрі-Перо, та 2) за допомогою гетеродинної системи, яка включає локальний генератор, змішувач гармонік та аналізатор спектра. Результат вимірювання інтерферометром для моди TE_{43} , показаний на рис. 5.24, дає $f = 403,8$ ГГц, що близько до значення 402,9 ГГц, виміряного за гетеродинною схемою.

Порівнюючи моди TE_{23} (317 ГГц) і TE_{43} (403 ГГц) (рис. 5.25), видно, що генерація моди TE_{23} починається за напруги пучка 2,4 кВ та струмі 200 мА, тоді як генерація моди TE_{43} починається з напруги пучка 2,8 кВ та струму 330 мА. Зазначимо, що застосоване джерело напруги для першого анода МІГ допускало лише негативні значення відносно резонатора. Отже, для низької напруги прискорення перший анодний потенціал був таким самим, як потенціал генератора. Очевидно, що в цьому випадку вищий пітч-фактор був у разі моди TE_{23} завдяки меншому магнітному полі. В роботі [315] шляхом чисельного моделювання параметрів пучка показано, що пускову напругу для моди TE_{43} можна зменшити, приклавши позитивний потенціал до першого аноду триелектродної МІГ.

Починаючи з прискорювальної напруги 3,5 кВ, вихідна потужність моди TE_{43} приблизно вдвічі більша, ніж у моди TE_{23} , а за напруги пучка 5,4 кВ досягає

потужності 60 Вт або 3% ефективності. Таке значення ККД є досить високим для розглянутого діапазону частот і напруг. Однією з причин є те, що малий кут дифракції у досліджуваному гіротроні сприяє вищому відношенню вихідної потужності до омічних втрат. Зазначимо, що два перших оптимальні радіуси електронного пучка для моди TE_{43} становлять 0,5 мм і 0,95 мм. Дивлячись на розраховані радіуси, можна помітити, що внутрішній знаходиться близько до оптимального, але зовнішній знаходиться в досить не оптимальному положенні, що зменшує загальний структурний коефіцієнт приблизно на 30%. Це означає, що у разі оптимальних радіусів пучка пусковий струм і напруга повинні бути меншими, а вихідна потужність повинна бути вищою, ніж у досліджуваному гіротроні.

Таблиця 5.3 – Фундаментальні моди двопучкового гіротрону

Мода	Частота, ГГц	Магнітне поле, Т
TE 8, 1	306.87	11.06
TE 2, 3	317.12	11.43
TE 0, 3	323.60	11.67
TE 5, 2	334.62	12.06
TE 9, 1	340.72	12.28
TE 3, 3	360.90	13.01
TE 1, 4	372.35	13.42
TE 6, 2	373.27	13.46
TE 10, 1	374.42	13.50
TE 4, 3	403.40	14.54
TE 7, 2	411.36	14.83
TE 2, 4	420.00	14.95

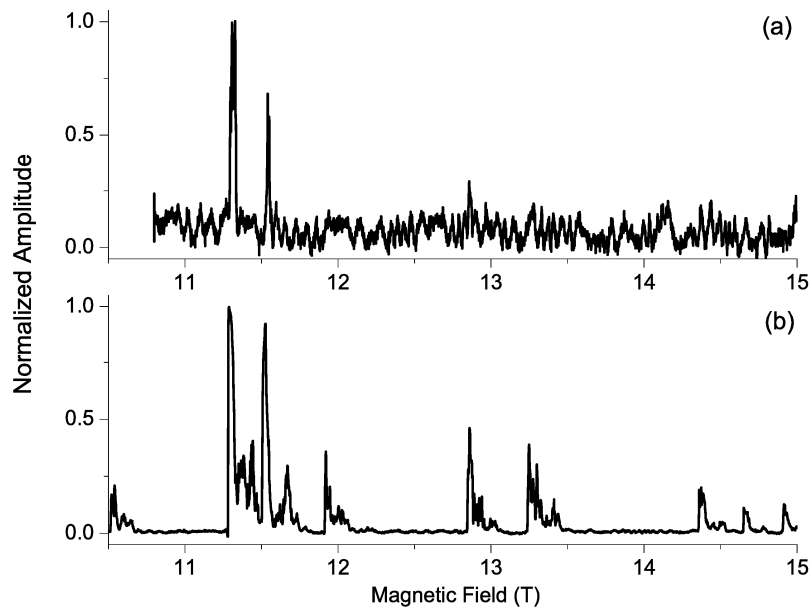


Рисунок 5.22 – Експериментальна залежність збудження коливань в двопучковому гіротроні від магнітного поля (а) $U=2,4\text{кВ}$, $I=200\text{мА}$; (б) $U=5\text{кВ}$, $I=350\text{мА}$.

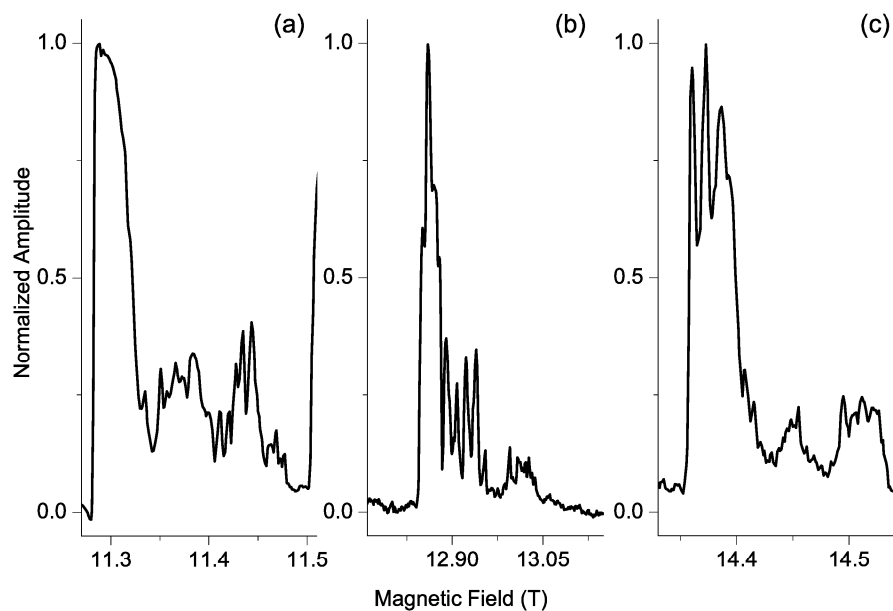


Рисунок 5.23 – Експериментальні залежності збудження мод $TE_{2,3}$ (а), $TE_{3,3}$ (б) та $TE_{4,3}$ (с) в двопучковому гіротроні від магнітного поля у разі $U=5\text{кВ}$, $I=350\text{мА}$.

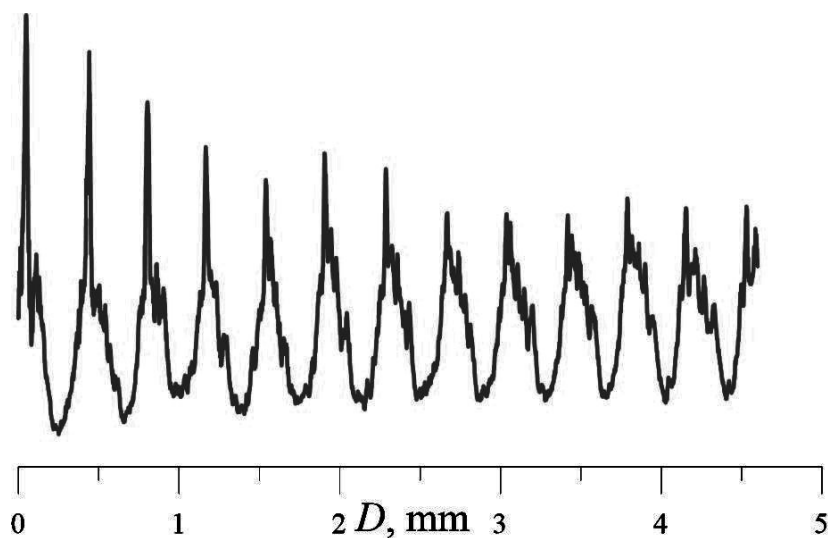


Рисунок 5.24 – Вимірювання довжини хвилі генерації обочою моди $TE_{4,3}$ за допомогою інтерферометра Фабрі-Перро (частота генерації 403ГГц).

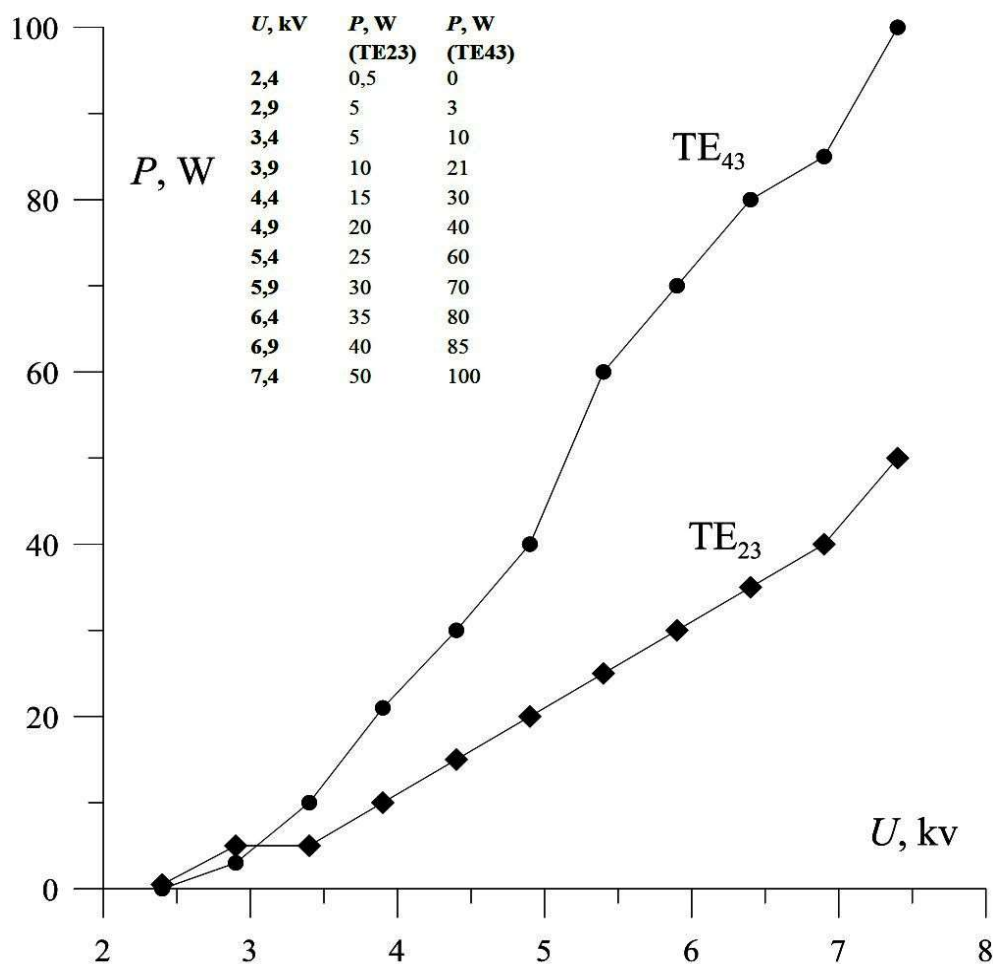


Рисунок 5.25 – Вимірювані значення потужності випромінювання наприкінці 3,5м хвилевода з декількома поворотами у разі збудження мод $TE_{2,3}$ та $TE_{4,3}$ у резонаторі двопучкового гіротрона.

5.4 Розрахунок низьковольтної МІГ для гіротрона на діапазон частот 300-400ГГц

Якість ГЕП дуже важлива для ефективної роботи гіротрону [316, 317]. Як зазначалося в попередньому параграфі, параметри ГЕП повинні відрізнятися від розрахованих для режиму роботи за низької напруги. Щоб пояснити експериментальні результати попереднього параграфа та оптимізувати параметри гіротрону, ми провели чисельне моделювання електронного пучка, що генерує МІГ за низької напруги з використанням CST PS [79] та коду MDDT [41]. Траєкторії електронних пучків, змодельовані в MDDT в МІГ, описані в [41], показані на рис. 5.26. Розрахункові параметри ГЕП в резонаторі гіротрона у магнітному полі 14,3-14,4Т, що відповідають роботі режиму $TE_{4,3}$, наведені в таблиці 5.4.

Таблиця 5.4 – Результати моделювання двопучкового гіротрону за низьковольтної роботи на моді $TE_{4,3}$ ($B = 14,3T$, $I = 200$ мА)

Напруга пучка, кВ	Анодна напруга, кВ	Пітч-фактор	Розкид, %
2.5	0.0	Нар. 0.80	7.1
		Внутр 0.66	5.5
2.5	+0.2	0.95	9.7
		0.97	7.5
2.5	+0.5	1.30	16.3
		1.00	11.08
3.0	0.0	1.01	10.4
		0.79	8.10
5.0	-1.0	1.42	18.3
		1.22	9.0

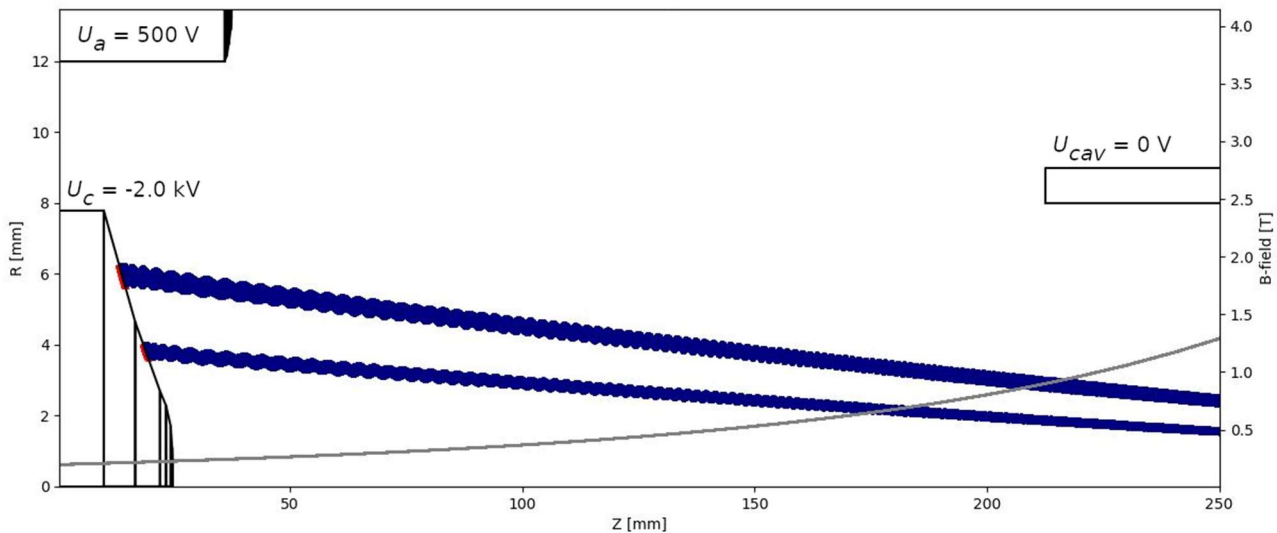


Рисунок 5.26 – Результати моделювання траєкторій електронних пучків у резонаторі двопучкового гіротрона.

На протигагу випадку 20 кВ, за низьких напруг пітч-фактор внутрішнього пучка приблизно на 20% нижчий від пітч-фактора зовнішнього пучка. Результати моделювання за теорією МІГ [315], яка передбачає зменшення пітч-фактора з прискорювальною напругою (у випадку діодної МІГ), оскільки початкова поперечна швидкість частинок пропорційна електричному полю на катоді. Цього можна подолати, приклавши позитивну напругу (щодо резонатора) до першого аноду триодної МІГ, як було запропоновано в [308]. Результати моделювання показують, що подача +200В при напрузі прискорення 2,5кВ на перший анод забезпечує майже той самий пітч-фактор, що і для випадку 3 кВ, і, мабуть, це призведе до збудження моди TE_{43} за напруги пучка до 2 кВ. Застосування +500В до першого аноду ще більше збільшує пітч-фактори обох пучків. Однак за напруги 1,5 кВ і +500В з'являються відбиті електрони. Це викликано великим впливом просторового заряду та іншими ефектами за низьких напругах. Це означає, що подальше зменшення напруги прискорення з позитивною напругою на першому аноді спричиняє появу відбитих електронів, а робота гіротрона з данною МІГ не є ефективною при напругах нижче 2 кВ (однак, в безперервному режимі цю умову може бути пом'якшено, оскільки зниження напруги частково компенсується за рахунок іонного фону [316, 317],

що не враховувалося у моделюванні). Отже, слідуючи теоретичним прогнозам [308, 310] та сучасним експериментальним результатам, ми припускаємо, що у разі оптимізації конструкції МІГ (що призводить до належних радіусів пучка та збільшення пітч-фактора, особливо для внутрішнього пучка) для низьких напруги в режимі TE_{43} , можна отримати кілька Вт вихідної потужності при напрузі 2 кВ або навіть нижче.

5.5 Планарна МІГ для формування стрічкового гвинтового електронного пучка дводзеркального МЦР

Для формування стрічкового ГЕП з величиною пітч-фактора більше одиниці була розрахована МІГ з планарною геометрією. Методика аналітичного розрахунку МІГ для формування трубчастих гвинтових електронних потоків представлена в роботі [318, 319], де електронний потік в плоскому магнетроні з похилим магнітним полем використовується в якості основи для синтезу МІГ. Також під час аналітичного розрахунку МІГ електроди розглядаються в плоскому варіанті, де передбачається їх аксіальна симетрія.

Розрахунок електродів для МІГ повинен враховувати нульове електричне поле на катоді і нульові початкові швидкості електронів. Це дозволяє враховувати осциляції траєкторій електронів, що є важливим в разі електронної оптики гіротронів. Розрахунок електродів для МІГ гіротрона розглянуто в [109], де в результаті складних математичних обчислень отримано диференціальне рівняння електродів у конформній площині (Φ, Ψ) .

В розрахунках за основу була взята геометрія МІГ [292], однак замість аксіальної симетрії використовувалася розгорнута в площину геометрія. Оптимізація геометрії планарної МІГ проводилася з використанням тривимірною чисельного моделювання в кодi CSTPS.

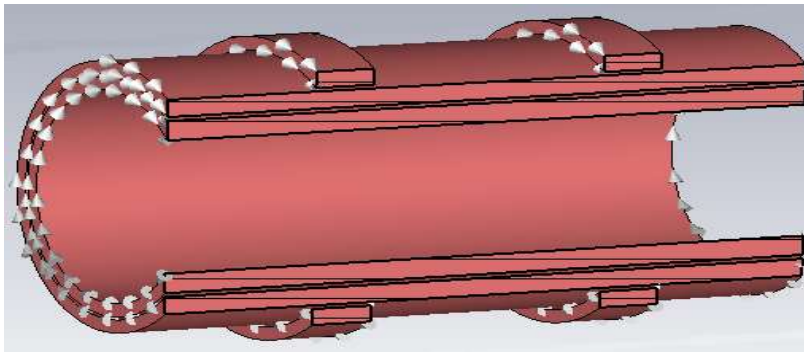


Рисунок 5.27 – Конструкція імпульсної магнітної системи для планарного гіротрона

В якості магнітної системи для планарного гіротрона спільно з ІПФ РАН у Нижньому Новгороді була розрахована імпульсна магнітна система, що забезпечує магнітне поле 2,75 Т в зазорі 60 мм з тривалістю імпульсу порядку декількох мілісекунд. Конструкція магнітної системи показана на рис. 5.27. Повна довжина магнітної системи становить 200 мм, а довжина ділянки однорідного магнітного поля складає 70 мм.

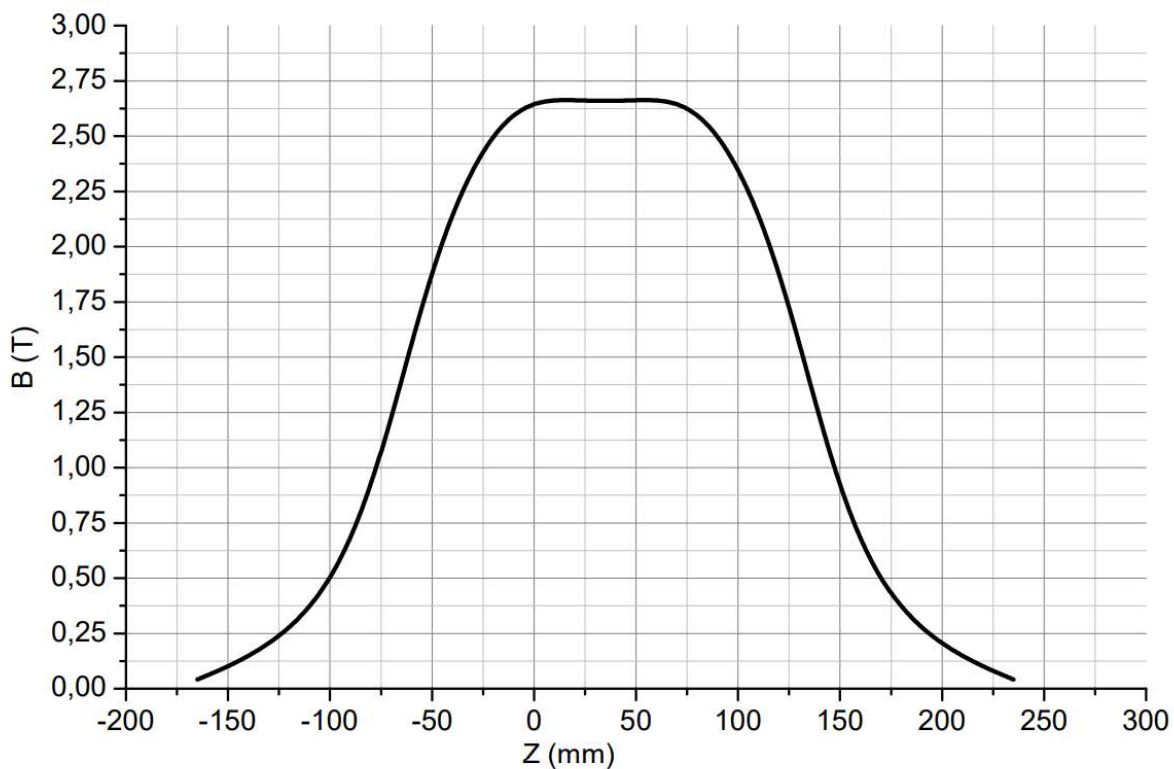


Рисунок 5.28 – Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля по осі системи

Як видно з рис. 5.27, магнітна система складається з двох основних соленоїдів, поміщених один в інший, і двох допоміжних. Допоміжні соленоїди потрібні для збільшення ступеня однорідності магнітного поля в середині системи і для збільшення довжини цієї ділянки. Дана магнітна система забезпечує магнітне поле величиною 2,75 Т за значення струму соленоїдів 5 кА з розподілом поздовжньої компоненти магнітного поля по осі системи, як показано на рис. 5.28. Неоднорідність магнітного поля в області однорідної ділянки становить 0,2 %.

5.5.1 Вплив значення кута нахилу поверхні емітера до ліній магнітного поля на енергетичні характеристики стрічкового ГЕП

Під час проектування ЕОС для формування гвинтових електронних пучків важливим завданням є мінімізувати розкид швидкостей електронів в пучку, що може бути досягнуто шляхом правильного підбору топології ГЕП. Змінюючи кут нахилу емітуючої поверхні катода до силових ліній магнітного поля можна домогтися оптимального положення, при якому розкид швидкостей електронів буде мінімальний [320-324]. Існує чотири основних типи електронних пучків в залежності від кута нахилу емітуючої поверхні катода до силових ліній магнітного поля:

- 1) пучок з нерегулярно пересіченими траєкторіями в області гармати (кут нахилу $\leq 7^\circ$);
- 2) пучок з регулярно пересіченими траєкторіями (кут нахилу $\leq 12^\circ$);
- 3) прикордонний пучок (кут нахилу $\leq 20^\circ$);
- 4) ламінарний пучок (кут нахилу $\geq 25^\circ$)

Для оптимізації кута нахилу катода по відношенню до силових ліній магнітного поля був проведений порівняльний траєкторний аналіз електронних пучків, що формуються планарною МПГ з кутом нахилу анода 18° і кутами

нахилу катода 18° , 45° і 50° , за струму пучка 1А і напрузі 12 кВ. Струм пучка, величина прискорювальної напруги і величина магнітного поля в однорідній області були обрані виходячи з вимог до параметрів електронного пучка для можливості його використання в планарному гіротроні із середнім рівнем вихідної потужності в 4 мм діапазоні довжин хвиль.

Розподіл потенціалу електричного поля в планарній МІГ для геометрій з кутами нахилу катода 18° , 45° і 50° показано на рис. 5.29.

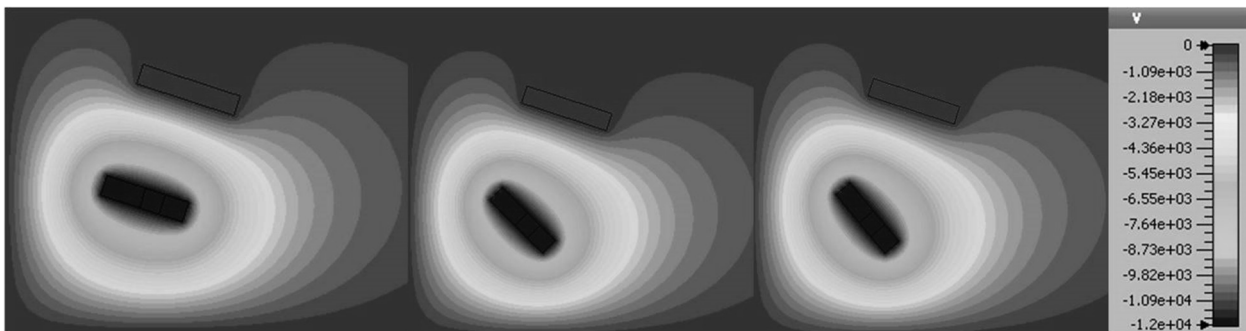


Рисунок 5.29 – Розподіл потенціалу електричного поля в планарній МІГ з кутом нахилу катода 18° , 45° і 50°

З рис. 5.29 видно, що за значення кута нахилу катода в 18° електрони, що вилітають з емітера потрапляють під дію електричного поля, рівномірно розподіленого по ширині емітера, що мінімізує їх початковий розкид швидкостей. Під час збільшення кута нахилу емітера електрони, що вилітають з різних ділянок по ширині емітера, рухаються під дією неоднорідного електричного поля, що призводить до збільшення розкиду швидкостей.

Залежність енергетичних характеристик стрічкового ГЕП, що формується планарною МІГ, від кута нахилу катода і емітує поверхні щодо силових ліній магнітного поля показана в таблиці 5.5.

З таблиці 5.5 видно, що збільшення кута нахилу катода до силових ліній магнітного поля сприяє зниженню розкидів швидкостей електронів в пучку за рахунок зменшення сил просторового заряду, проте зростає вплив неоднорідного

розподілу електричного поля на електрони, що вилітають з різної ширини емітера, що збільшує розкид швидкостей електронів.

Таблиця 5.5 – Енергетичні характеристик ГЕП від кута нахилу катода

Angle [°]	$V_z \cdot 10^7$ m/s	dV_z (%)	$V_r \cdot 10^7$ m/s	dV_r (%)	dE (%)	g	I_{refl}
18	4,58	23,1	3,96	25,5	7	0,86	26,1
45	3,7	22	4,65	11	3	1,26	11,7
50	4,22	14,1	4,48	10	5	1,06	13

Залежність пітч-фактора і відбитого струму у відсотках від кута нахилу катода показана на рис. 5.30.

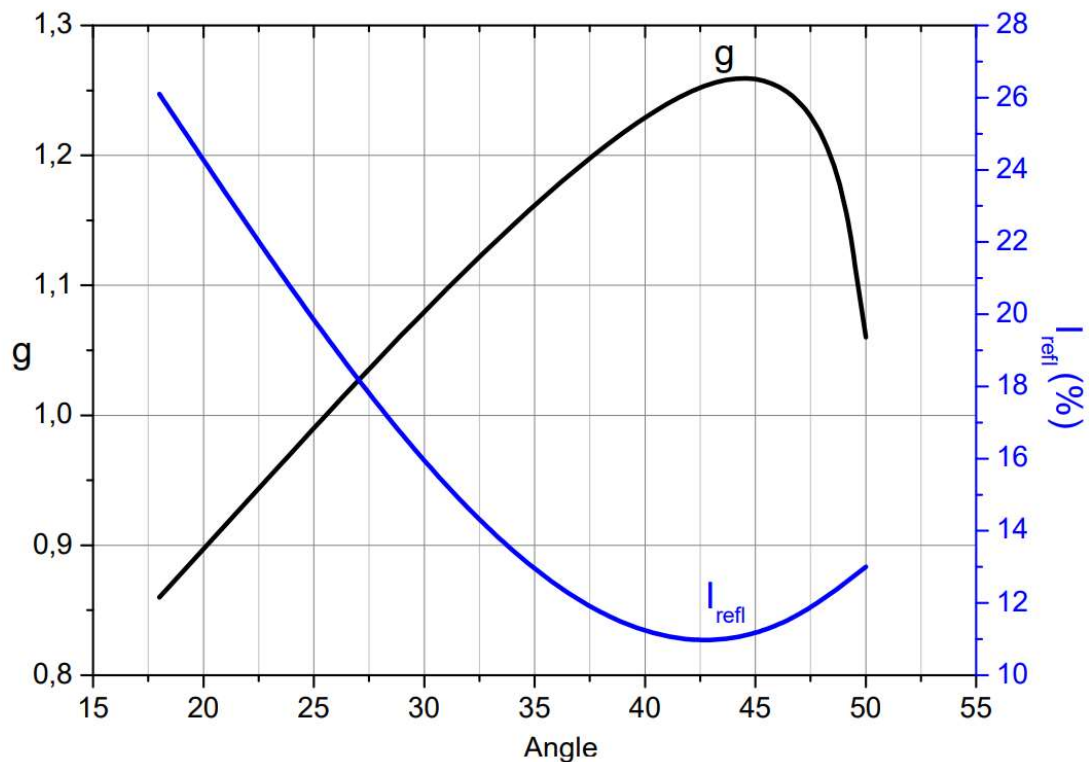


Рисунок 5.30 – Залежність пітч-фактора і відбитого струму від кута нахилу катода

З рис. 5.30 видно, що за значення кута нахилу катода близького до 45 ° пітч-фактор максимальний, а відбитий струм мінімальний. Саме за такого кута нахилу розкид швидкостей електронів, який обумовлений дією сил просторового

заряду в пучку, за рахунок перетинів траєкторій електронів, що вилетіли з різної товщини емітера, зменшується, а вплив неоднорідності електричного поля, яке призводить до збільшення розкиду швидкостей електронів, ще не досить велике. У зв'язку з цим оптимальний кут нахилу катода по відношенню до силових ліній магнітного поля складає 45° .

Розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів в поперечному перерізі пучка в області однорідного магнітного поля показано на рис. 5.31.

З рис. 5.31 видно, що використання оптимального кута нахилу катода значно знижує розкид електронів по поздовжній компоненті швидкості при найбільш ефективному перетворенні поздовжньої компоненти швидкості електронів у обертальну.

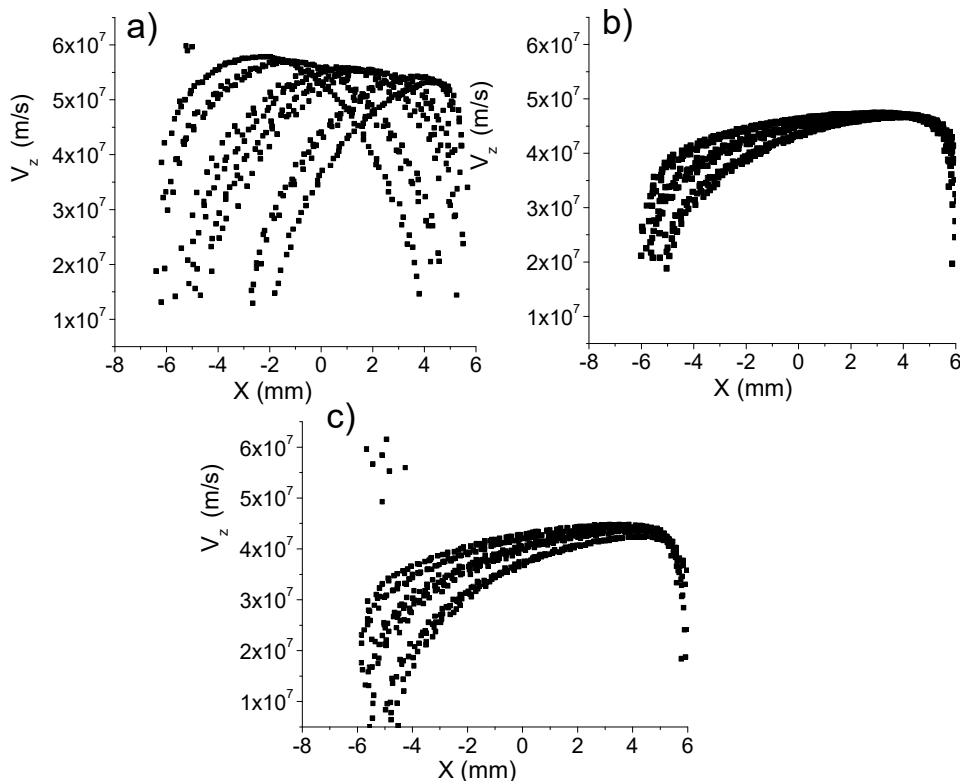


Рисунок 5.31 – Залежність розподілу поздовжньої компоненти швидкості електронів від кута нахилу катода (a - 15° , b - 50° , c - 45°)

Розподіл обертальної компоненти швидкості електронів в пучку в області однорідного магнітного поля показано на рис. 5.32. З рис. 5.32 видно, що за

оптимального кута нахилу катода розкид обертальної компоненти швидкості електронів в пучку знижується, при цьому досягається максимальна величина обертальної компоненти швидкості електронів.

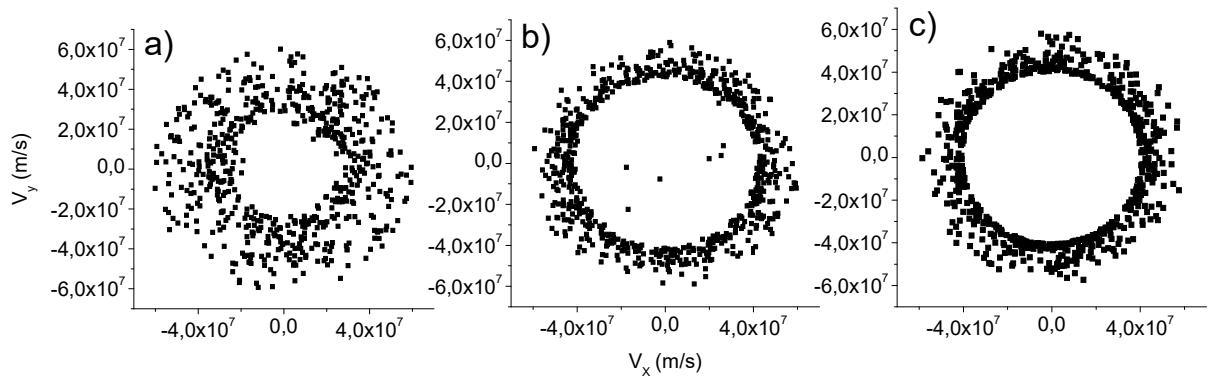


Рисунок 5.32 – Залежність розподілу обертальної компоненти швидкості електронів від кута нахилу катода (а - 15 °, b - 45 °, c - 50 °)

Розподіл енергії електронів по ширині пучка в області однорідного поля показано на рис. 5.33.

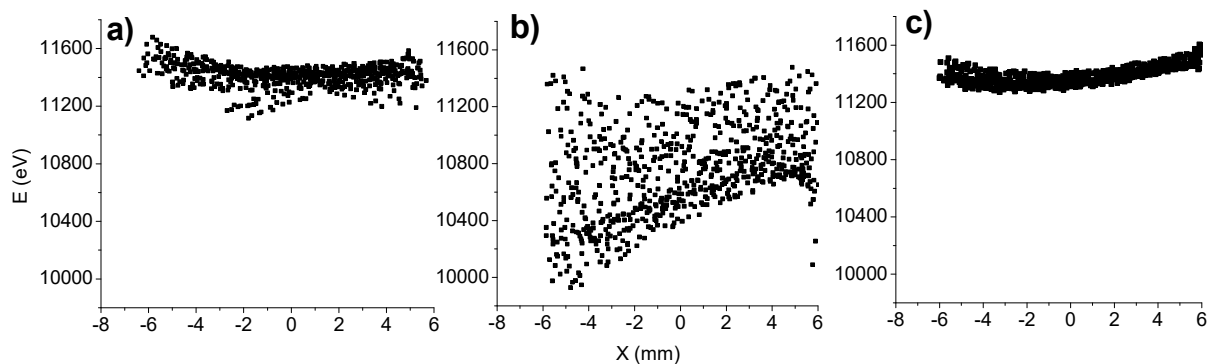


Рисунок 5.33 – Розподілу енергії електронів для різних кутів нахилу катода (а - 15 °, b - 45 °, c - 50 °)

З рис. 5.33 видно, що з ростом величини пітч-фактора пучка для оптимального кута нахилу катода розкид енергій електронів також збільшується. Це обумовлено збільшенням просторового заряду в пучку, так як за великої

величини пітч-фактора поздовжня компонента швидкості електронів в результаті їх руху по гвинтовим траєкторіях значно зменшується, в порівнянні з обертальною, і кількість електронів в одиниці об'єму зростає.

Вплив кута нахилу катода на профіль поперечного перерізу електронного пучка в області однорідного магнітного поля показано на рис. 5.34. З рис. 5.34 видно, що під час збільшення кута нахилу катода збільшується товщина електронного пучка в поперечному перерізі, за рахунок збільшення площі проекції поверхні емітера на площину перпендикулярну напрямку руху пучка, додаткових деформацій не відбувається.

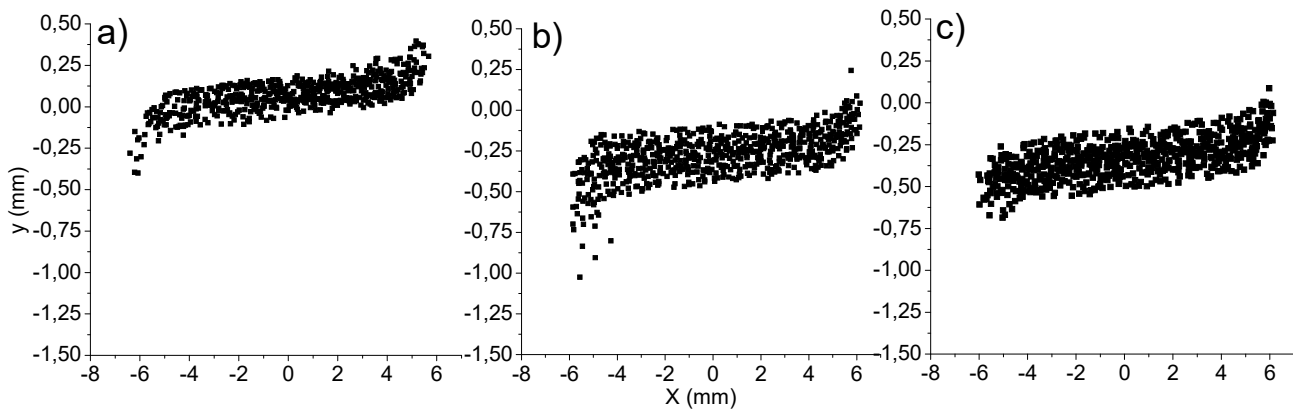


Рисунок 5.34 – Зміни профілю електронного пучка в залежності від кута нахилу катода (а - 15° , б - 45° , с - 50°)

Результати траєкторного аналізу показали, що для формування стрічкового ГЕП кут нахилу емітуючої поверхні катода до ліній магнітного поля в 18° не є оптимальним, тому що за такого кута нахилу пучок має прикордонну топологію, в якій траєкторії різних електронів періодично перетинаються. І в процесі формування стрічкового ГЕП ці перетини призводять до порушення геометрії пучка, так як в місцях перетину траєкторій електронів збільшується просторовий заряд, що призводить до деформації пучка. Виходячи з результатів траєкторного аналізу, кут нахилу катода і емітуючої поверхні до ліній магнітного поля повинен становити 45° . Подібний електронний пучок є ламінарним.

5.5.2 Зменшення розкидів швидкостей та енергій електронів пучка за допомогою оптимізації катодного вузла

Як показано в роботі [109] на розкид швидкостей електронів у сформованому пучку в значній мірі впливає розкид початкових швидкостей електронів. Це відбувається в результаті того, що результуюча осциляторна швидкість електрона визначається сумою початкової і дрейфової швидкостей, а не сумою відповідних енергій, як показано у формулі (5.23). Це призводить до істотно більш сильній залежності параметрів ГЕП від малих збурень початкових умов у порівнянні з прямолінійними пучками.

$$v_{\perp c} = \frac{E_{\perp c}}{B_c} \pm v_g = \frac{E_c \cos \varphi}{B_c} \pm v_g \quad (5.23)$$

де $v_{\perp c}$ - обертальна компонента швидкості електрона поблизу катода, $E_{\perp c}$ - компонента електричного поля поблизу катода, перпендикулярна магнітному полю на поверхні катода - B_c , v_g - модуль початкової азимутальної швидкості в ϑ - напрямку (напрямок, перпендикулярний до магнітного поля на поверхні катода), φ - нахил магнітного поля до поверхні катода.

Швидкості, які електрони набувають в локальних полях неоднорідностей, можуть розглядатися як початкові швидкості на поверхні гладкого емітера. У зв'язку з цим навіть слабкі неоднорідності в розподілі електричних і магнітних полів поблизу катода можуть призводити до значного швидкісного розкиду.

На збільшення розкидів швидкостей і енергій електронів в пучку в значній мірі впливає неоднорідність розподілу напруженості електричного поля в області емітуючої поверхні. Подібні неоднорідності можуть виникати через збільшення напруженості електричного поля на краях катода. Тому для збільшення однорідності розподілу напруженості електричного поля в області емітера в катоді МІГ було збільшено відстань від бічних по ширині вінця катода

до країв емітера, що значно згладжує неоднорідність у розподілі напруженості електричного поля між краєм катода і емітера.

Залежність розподілу напруженості електричного поля уздовж емітера в поперечному перерізі МІГ для геометрії катода без відступу і з відступом між краєм емітера і катода показані на рис. 5.35.

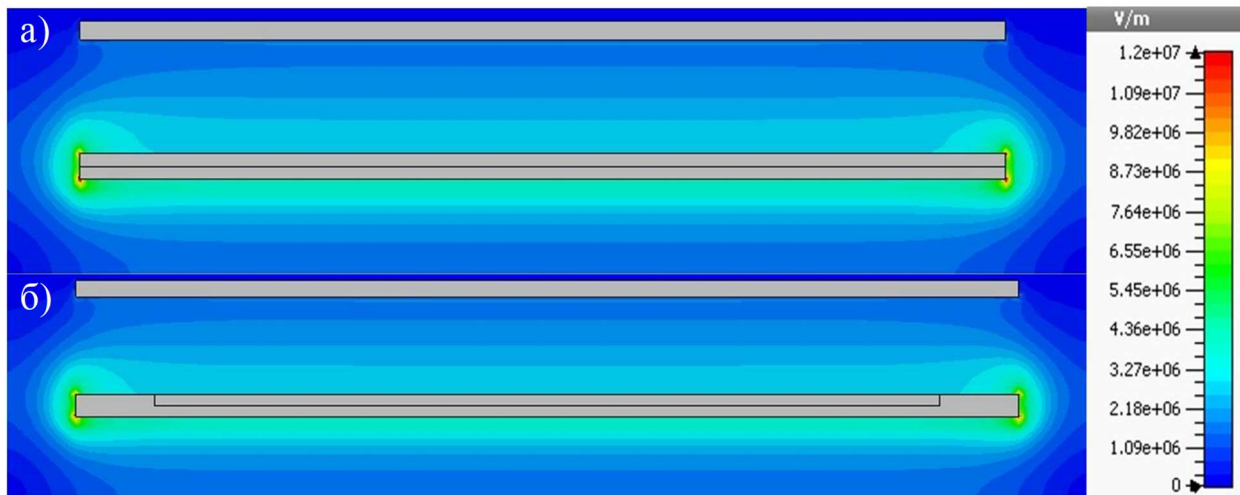


Рисунок 5.35 – Розподіл напруженості електричного поля в області емітера для геометрії без відступу (а) і з відступом (б)

Як видно з рис. 5.35 (б) за допомогою внесення відступу між краєм емітера і катода вдається уникнути неоднорідного розподілу напруженості електричного поля на краю емітера, що дозволяє зменшити розкид електронів за швидкостями в момент їх вильоту з поверхні емітера в крайніх частинах пучка.

Енергетичні характеристики стрічкового ГЕП в області МІГ для двох варіантів геометрії, без відступу - 1 і з відступом - 2, показані в таблиці 5.6.

Як видно з таблиці 5.6, додавання відступів між краєм катода і емітуючою поверхнею дозволяє значно зменшити початкові розкид компонент швидкостей і енергії електронів в області МІП, що призводить до зменшення відсотка відбитих електронів.

Таблиця 5.6 - Енергетичні характеристики електронного пучка для двох варіантів геометрії планарної МІГ

Geometry	$V_z \cdot 10^7$ (m/s)	dV_z (%)	$V_r \cdot 10^7$ (m/s)	dV_r (%)	dE (%)	I_{refl} (%)
1	5,75	6	1,69	22,1	5	11,7
2	5,8	2,3	1,6	12,5	3	4,7

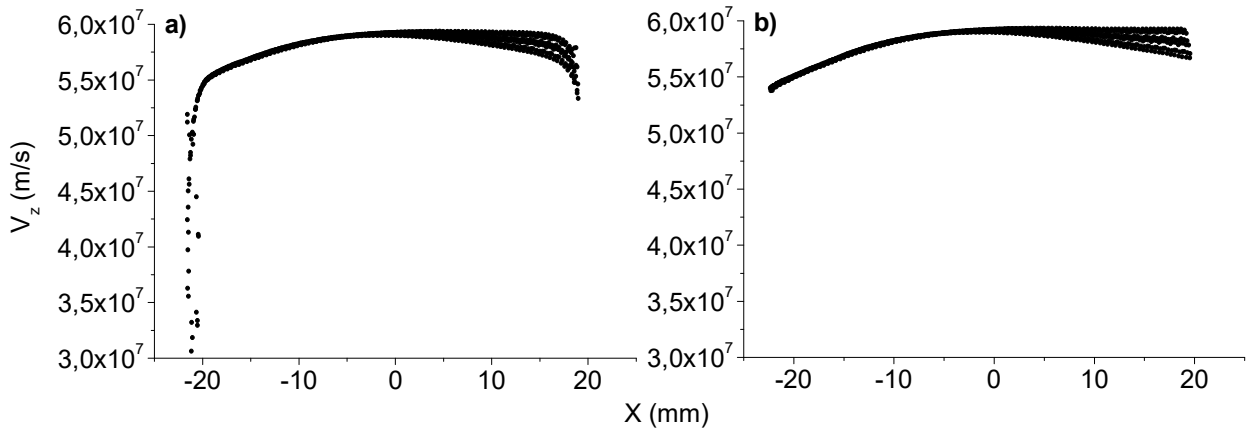


Рисунок 5.36 – Распределение продольной компоненты скорости электронов в области МИП в зависимости от типа геометрии (a – без отступа, b – с отступом)

Розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів в області МІП для геометрій без відступу і з відступом показано на рис. 5.36. Як видно з рис. 5.35, відступ між емітером і краєм катода за рахунок збільшення ступеня однорідності розподілу напруженості електричного поля на краях емітера знижує розкид поздовжньої компоненти швидкості електронів по краях пучка.

З метою зменшення розкиду швидкостей і енергій електронів в пучку ширина емітера планарної МІГ зменшена з 1 мм до 0,2 мм. Зі зменшенням площі емітера зменшується і максимально можливий струм емісії, однак під час використання оксидного катода з щільністю струму порядку $10 \text{ A} / \text{cm}^2$ зменшеною площі емітера буде досить для отримання струму емісії порядку 1А. Зменшення ширини емітера дозволить зменшити неоднорідність розподілу магнітного і електричного поля по ширині емітера, що призведе до зниження

розкиду швидкостей і енергії електронів. Оптимізована геометрія планарної МІГ показана на рис. 5.37.

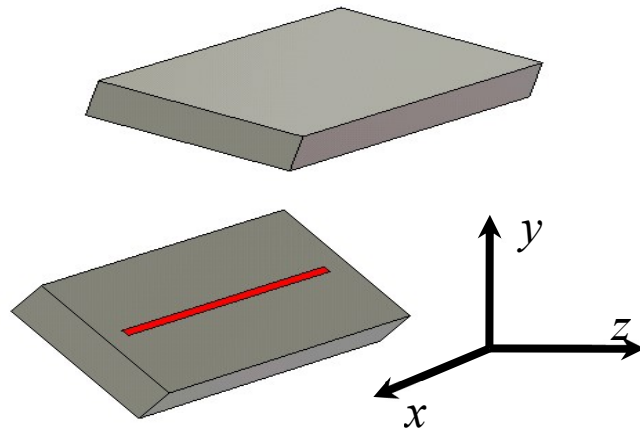


Рисунок 5.37 – Оптимізована геометрія планарної МІГ

За допомогою траєкторного аналізу була отримана залежність розподілу поздовжньої і обертальної компонент швидкостей електронів в пучку, а також енергії і профілю електронного пучка в області однорідного магнітного поля від величини магнітного поля в області емітера для двох варіантів геометрії планарної МІГ.

На рис. 5.38 показано розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів в області однорідного магнітного поля для двох варіантів геометрії планарної МІГ за значення пітч-фактора пучка близько 1,2.

Як видно з рис. 5.38 під час зменшення ширини емітера знижується розкид поздовжньої компоненти швидкості електронів, що обумовлено зменшенням неоднорідності в розподілі магнітного поля по ширині емітера, однак нерівномірний розподіл швидкості по ширині пучка обумовлено неоднорідністю розподілу магнітного поля по довжині емітера.

Розподіл обертальної компоненти швидкості електронів для двох варіантів геометрії планарної МІГ показано на рис. 5.38.

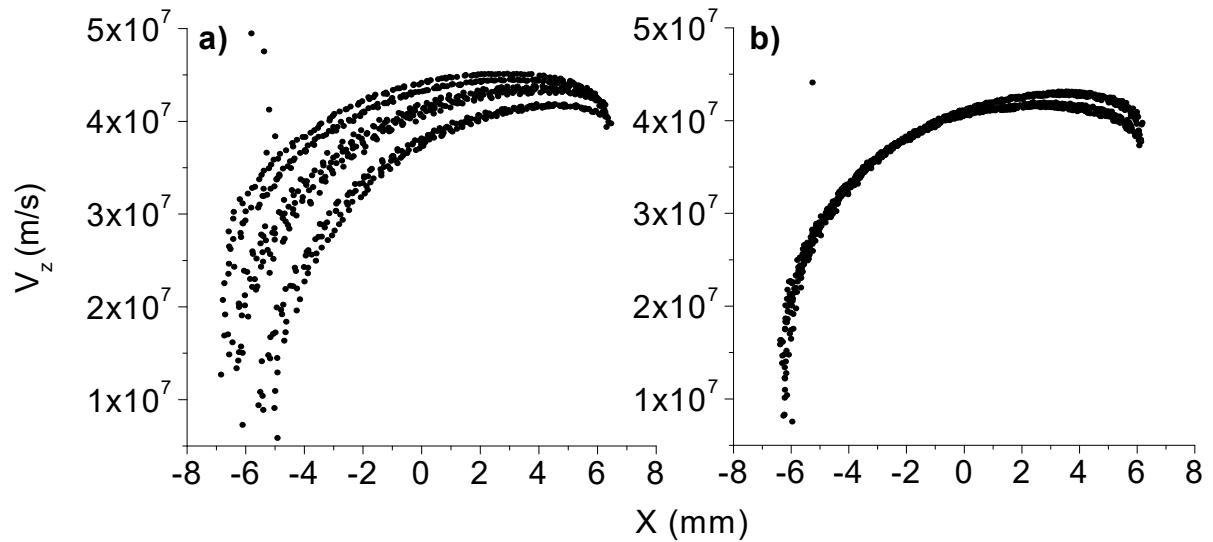


Рисунок 5.38 – Розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів в поперечному перерізі пучка (а - ширина емітера 1мм, b - 0,2 мм)

Як видно з рис. 5.39 зменшення ширини емітера призводить до зменшення розкиду обертальної компоненти швидкості електронів, однак в меншій мірі, ніж розкиду поздовжньої компоненти швидкості електронів.

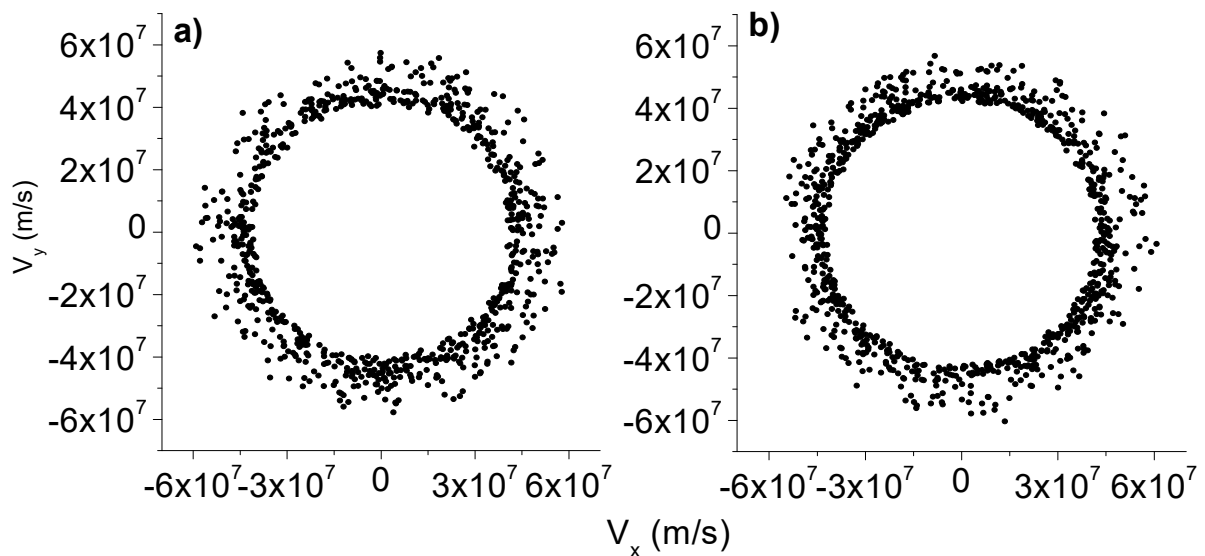


Рисунок 5.39 – Розподіл обертальної компоненти швидкості електронів у

поперечному перерізі пучка в області однорідного магнітного поля (а - ширина емітера 1мм, b - 0,2 мм)

Розподіл енергії електронів для двох варіантів геометрії планарної МІГ показано на рис. 5.40.

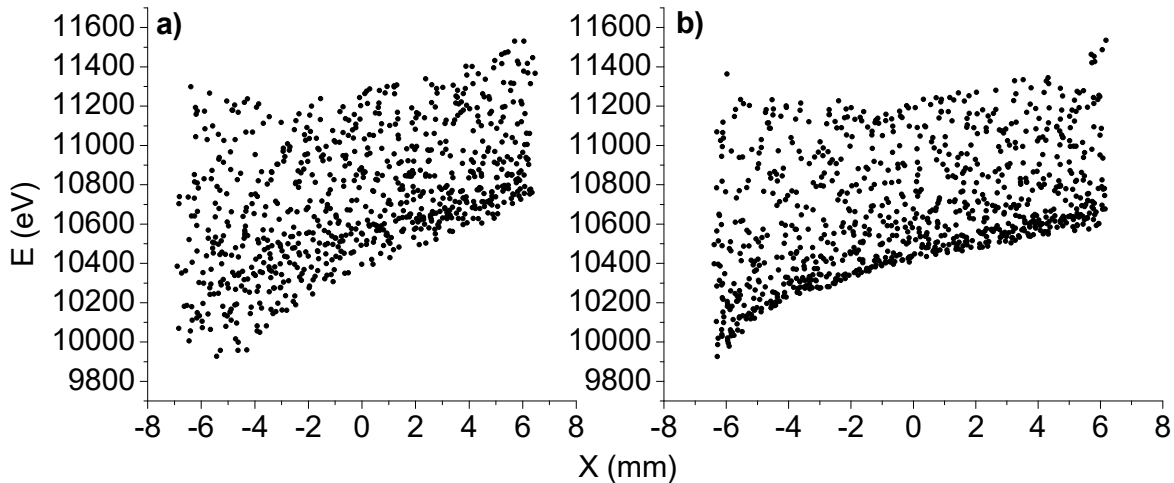


Рисунок 5.40 – Розподіл енергії електронів в поперечному перерізі пучка в області однорідного магнітного поля (а - ширина емітера 1мм, b - 0,2 мм)

Як видно з рис. 5.40, при зменшенні ширини емітера розкид енергії електронів знижується незначно, так як він в більшій мірі залежить від сил просторового заряду в пучку, ніж від величини розкиду швидкостей електронів. Також з рис. 5.40 видно нерівномірний розподіл енергії електронів по ширині пучка, що обумовлено неоднорідним розподілом магнітного поля по довжині емітера.

Зміни в профілі електронного пучка в поперечному перерізі для двох варіантів геометрії планарної МІГ показано на рис. 5.41.

Як видно з рис. 5.41, в результаті неоднорідного розподілу швидкості електронів по ширині пучка в адиабатично наростаючій ділянці магнітного поля під дією сили Лоренца електрони з різними швидкостями відхиляються на різний кут, що викликає деформацію профілю пучка і, зокрема, більш сильне скручування його по краях.

Залежність енергетичних характеристик стрічкових ГЕП від величини магнітного поля в області емітера показана в таблиці 5.7 для геометрії з шириною емітера 0,2 мм і в таблиці 3.4 для геометрії з шириною емітера 1 мм.

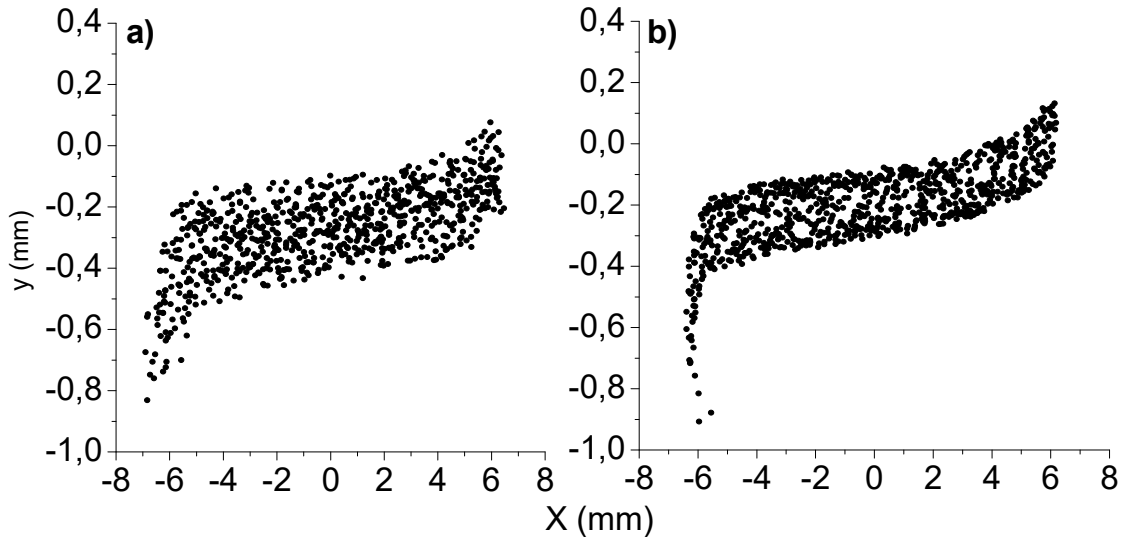


Рисунок 5.41 – Профіль електронного пучка в поперечному перерізі в області однорідного магнітного поля (а - ширина емітера 1мм, b - 0,2 мм)

Таблиця 5.7 - Залежність енергетичних характеристик стрічкових ГЕП від величини магнітного поля в області емітера

B_e (Т)	$V_z \cdot 10^7$ (m/s)	$V_r \cdot 10^7$ (m/s)	g	dV_z (%)	dV_r (%)	dE (%)	I_{refl} (%)
0,193	3,71	4,69	1,26	18,5	8,7	2,9	1,6
0,196	3,91	4,55	1,16	16,8	9,2	2,7	0,9
0,2	4,15	4,4	1,06	13,5	9,3	2,4	0,0

Таблиця 5.8 - Залежність енергетичних характеристик стрічкових ГЕП від величини магнітного поля в області емітера

B_e (Т)	$V_z \cdot 10^7$ (m/s)	$V_r \cdot 10^7$ (m/s)	g	dV_z (%)	dV_r (%)	dE (%)	I_{refl} (%)
0,193	3,37	4,94	1,47	22,2	8,3	3,3	7,8
0,196	3,54	4,77	1,35	21,5	10,9	3,1	6,8
0,2	3,77	4,65	1,23	20,3	9,7	3	3,3

З таблиць 5.7-5.8 видно, що збільшення індукції магнітного поля в області емітера призводить до зниження розкиду електронів по енергіях, знижується величина пітч-фактора, а також зменшується відсоток відбитих електронів. Під час порівняння величин таблиці 3.3 і 3.4 видно, що за значення пітч-фактора 1,25 в геометрії планарної МІГ з товщиною емітера 0,2 мм розкид енергії і швидкості електронів менше, а відсоток відбитих електронів зменшується в 2 рази. За величини пітч-фактора порядку одиниці відображені електрони відсутні. Для усунення негативного впливу неоднорідного магнітного поля в області емітера на величини розкидів швидкостей і енергії електронів в пучку був проведений його аналіз і оптимізація.

5.5.3 Корегування розподілу магнітного поля в області емітера для покращення енергетичних характеристик стрічкового ГЕП

У МІГ оберտальна компонента швидкості електрона збільшується в процесі його руху в адіабатично наростаючому магнітному полі і записується в наступному вигляді:

$$v_{\perp} = v_{\perp 0} \sqrt{B(r) / B_0} \quad (5.24)$$

де v_{\perp} - оберտальна компонента швидкості електрона, $v_{\perp 0}$ - початкова осциляторна швидкість, $B(r)$ - магнітне поле в області знаходження електрона, B_0 - магнітне поле на катоді. Як видно з формули (5.24), оберտальна компонента швидкості електронів залежить від величини магнітного поля в області емітера і неоднорідний розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля по ширині емітера призведе до збільшення розкиду оберտальної компоненти швидкості електронів, що вилетіли з різних точок емітера.

Оскільки обертальна і поздовжня компонента швидкості електронів пов'язані як показано у формулі:

$$v_B = \sqrt{v^2 - v_{\perp}^2} \quad (5.25)$$

де v_B - поздовжня компонента швидкості електронів, v - повна швидкість електронів. Як видно з (5.25) зростання розкиду обертальної компоненти швидкості призводить до збільшення розкиду поздовжньої компоненти швидкості електронів.

На відміну від класичних МІГ, де у всіх точках емітера по радіусу величина магнітного поля практично не змінюється завдяки аксіально-симетричного розподілу магнітного поля, в планарній МІГ по ширині емітера зміна величини магнітного поля набагато більше. Це обумовлено провисаючим розподілом поздовжньої компоненти магнітного поля в поперечному перерізі в області емітера, так як він знаходиться на достатньому видаленні від соленоїда магнітної системи.

У класичних гіротронах для коригування енергетичних характеристик електронного пучка широко використовуються коригувальні соленоїди в області МІГ [325]. Використання коригуючого соленоїда в області планарної МІГ також дозволить додатково коригувати енергетичні характеристики стрічкового ГЕП і підвищити ступінь однорідності розподілу магнітного поля по ширині емітера.

Аналіз розподілу магнітного поля в області емітера показав, що магнітне поле по ширині емітера змінюється на кілька відсотків. Це призводить до неоднорідного розподілу електронів за швидкостями і енергіями по ширині пучка, як це видно з результатів траєкторного аналізу. Вирішити цю проблему можна шляхом підвищення однорідності розподілу магнітного поля в області емітера в поперечному напрямку. Для цього в конструкцію магнітної системи було додано коригувальний соленоїд прямокутної форми в області емітера планарної МІГ. Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля по ширині емітера для варіантів з коригувальним соленоїдом і без нього показано на рис. 5.42.

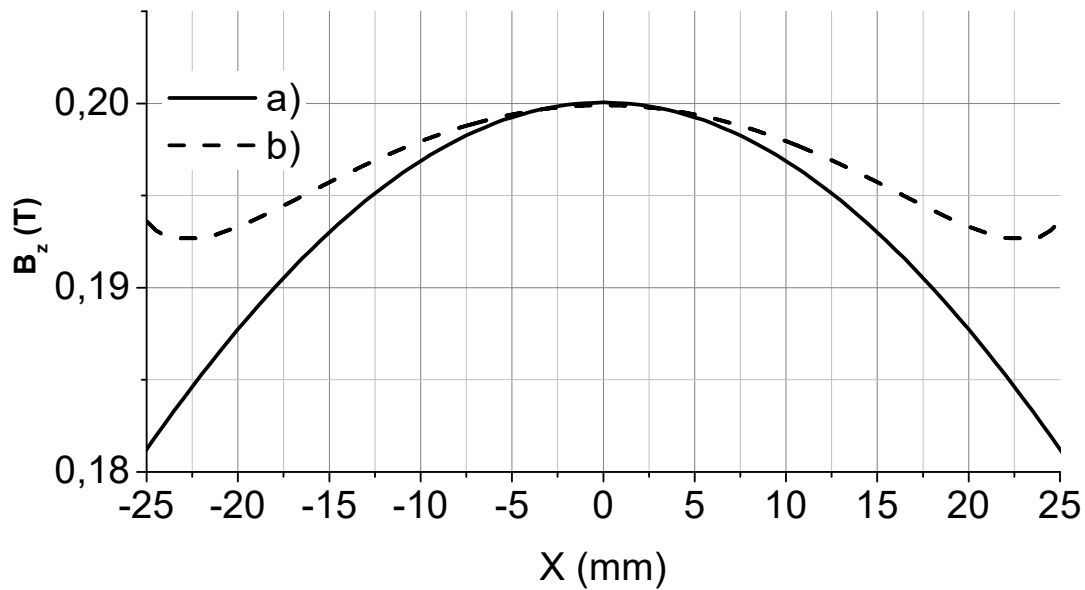


Рисунок 5.42 – Розподіл поздовжньої компоненти магнітної індукції в поперечному напрямку в області емітера (а - без коригуючого соленоїда, б - з коригувальним соленоїдом)

Як видно з рис. 5.42, використання коригуючого соленоїда в області емітера підвищує однорідність розподілу магнітного поля по ширині. У разі без коригуючого соленоїда неоднорідність магнітного поля становила 3 %, використання коригуючого соленоїда дозволило зменшити неоднорідність магнітного поля до 1,3%.

Для виявлення впливу однорідності розподілу магнітного поля в області емітера на якість формованого стрічкового ГЕП було проведено порівняння параметрів стрічкових ГЕП сформованих при двох варіантах розподілу магнітного поля в області емітера за однакової величини пітч-фактора.

Розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів в області однорідного магнітного поля в поперечному перерізі пучка для величини пітч-фактора 1,16 показано на рис. 5.43. Як видно з рис. 5.43, нерівномірність розподілу поздовжньої компоненти швидкості електронів в пучку сильно залежить від неоднорідності розподілу магнітного поля в області емітера по його ширині.

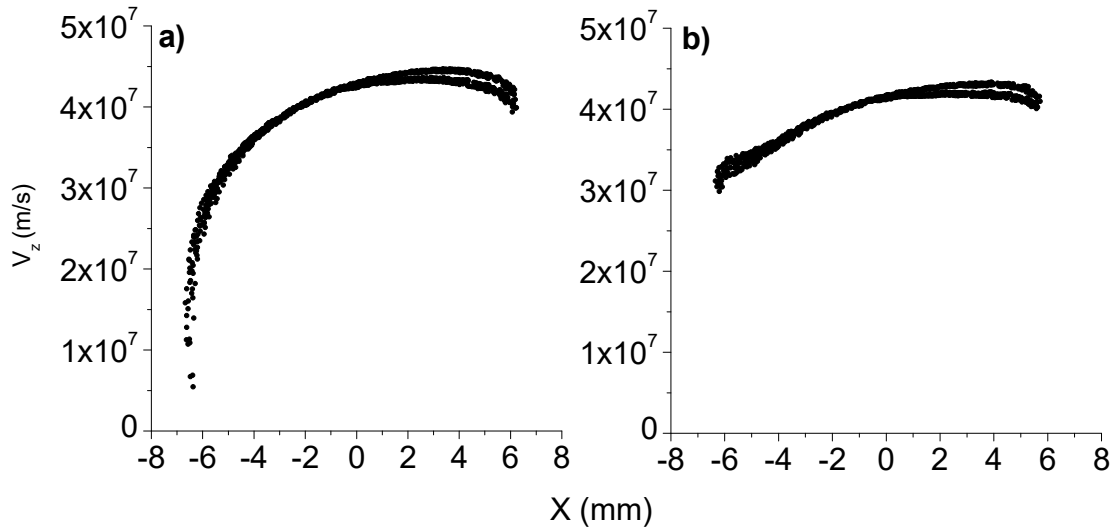


Рисунок 5.43 – Розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів в області однорідного магнітного поля в поперечному перерізі пучка (а - без коригуючого соленоїда, б - з коригуючим соленоїдом)

Розподіл обертальної компоненти швидкості електронів в пучку в області однорідного магнітного поля показано на рис. 5.44.

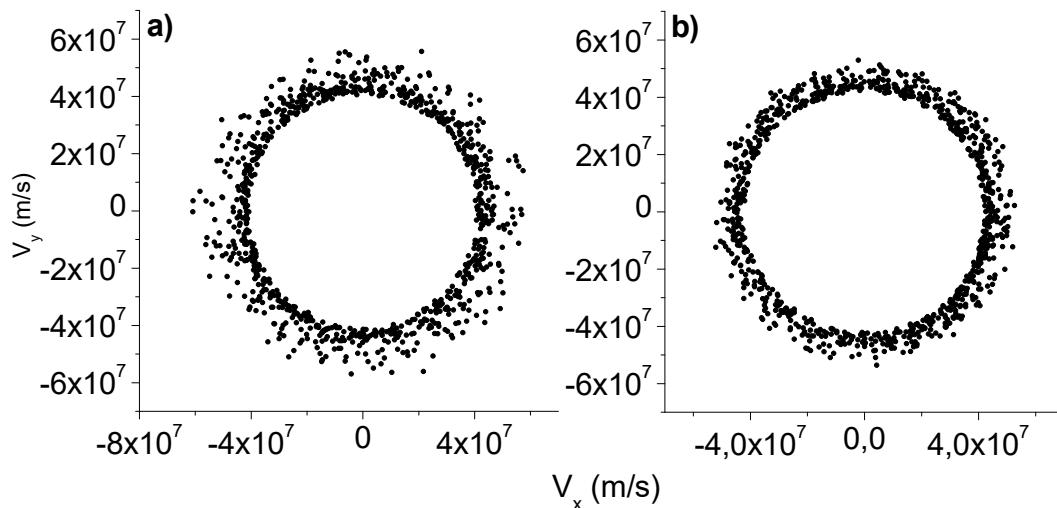


Рисунок 5.44 – Розподіл обертальної компоненти швидкості електронів в області однорідного магнітного поля в поперечному перерізі пучка (а - без коригуючого соленоїда, б - з коригуючим соленоїдом)

Як видно з рис. 5.44, збільшення однорідності розподілу індукції магнітного поля по ширині емітера знижує розкид обертальної компоненти швидкості електронів.

Розподіл енергії електронів в області однорідного магнітного поля в поперечному перерізі пучка показано на рис. 5.45.

Як видно з рис. 5.45 розподіл енергії електронів стає більш рівномірним в разі підвищення однорідності розподілу магнітного поля в області емітера в поперечному напрямку.

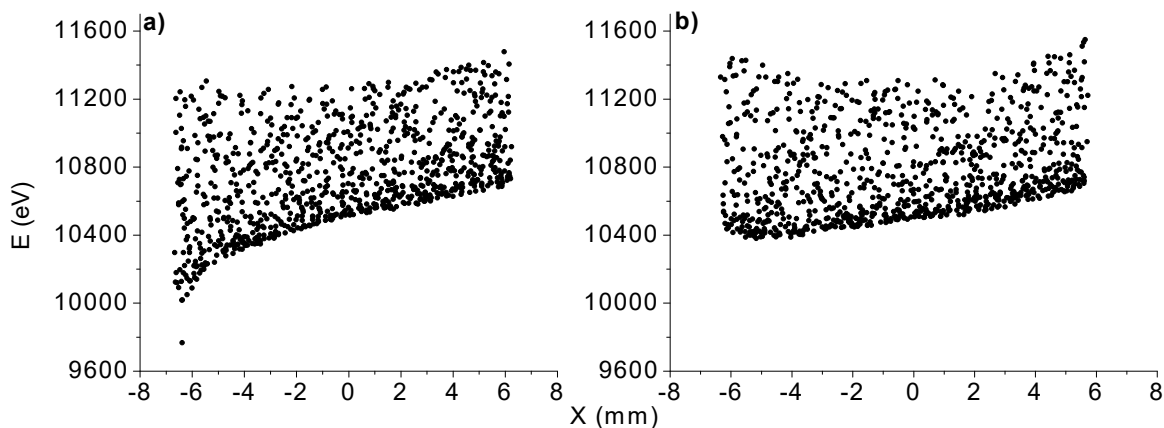


Рисунок 5.45 – Розподіл енергії електронів в області однорідного магнітного поля в поперечному перерізі пучка (a - без коригуючого соленоїда, b - з соленоїдом)

Зміни профілю електронного пучка в області однорідного магнітного поля в поперечному перерізі показані на рис. 5.46.

З рис. 5.46 видно, що зменшення розкидів електронів в пучку за швидкостями призводить до зменшеним деформацій профілю пучка в процесі його формування в адіабатично наростаючому магнітному полі. Пучок стає більш сфокусованим.

Залежність енергетичних параметрів електронного пучка від величини магнітного поля в області емітера показана в таблиці 5.9.

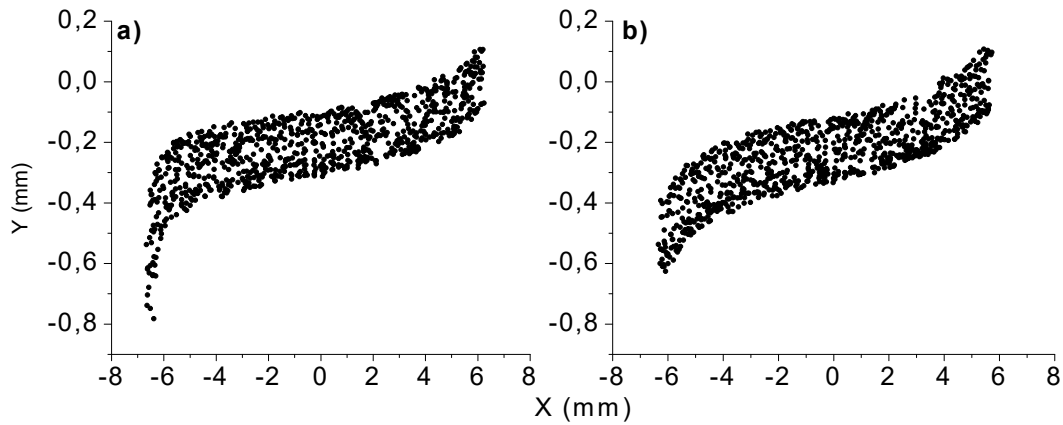


Рисунок 5.46 – Зміни профілю електронного пучка в області однорідного магнітного поля в поперечному перерізі (а - без коригуючого соленоїда, б - з коригуючим соленоїдом)

Таблиця 5.9 – Залежність енергетичних параметрів електронного пучка від величини магнітного поля в області емітера

B_e (Т)	$V_z \cdot 10^7$ (m/s)	dV_z (%)	$V_r \cdot 10^7$ (m/s)	dV_r (%)	dE (%)	g	I_{ref} (%)
0,2	4,47	3,5	4,17	4,4	2,1	0,93	0
0,196	4,2	5,5	4,4	5	2,2	1,05	0
0,193	3,95	8,4	4,58	5,9	2,5	1,16	0
0,189	3,57	13,5	4,83	6,5	2,7	1,35	0
0,185	3,16	21,7	5,02	6,7	3,4	1,59	2,2
0,182	2,86	23,7	5,16	6,2	3,8	1,80	6,3
0,178	2,57	24	5,29	5,3	4,2	2,06	14,2
0,174	2,47	29,4	5,3	10,6	4,4	2,15	35,4

З таблиці 5.9 видно, що в результаті проведених оптимізацій геометрії планарної МІГ і магнітної системи вдалося сформувати стрічковий гвинтовий електронний пучок з величиною пітч-фактора 1,35 при розкидах швидкостей і енергій електронів, що не перевищують 15 % і 3 % відповідно, і за відсутності відображених електронів. Подальше збільшення пітч-фактора супроводжується

збільшенням розкиду швидкостей і енергії електронів, а також появою відбитих електронів, які додатково погіршують структуру і енергетичні характеристики електронного пучка.

5.5.4 Вплив значення напруги, що прискорює електрони, та струму на енергетичні характеристики електронного пучка

Планарна МПГ і формується нею стрічковий ГЕП з величиною пітч-фактора 1,35 показані на рис. 5.47. Компресія електронного пучка в магнітному полі становить близько 76 %



Рисунок 5.47 – Конфігурація стрічкового гвинтового електронного пучка

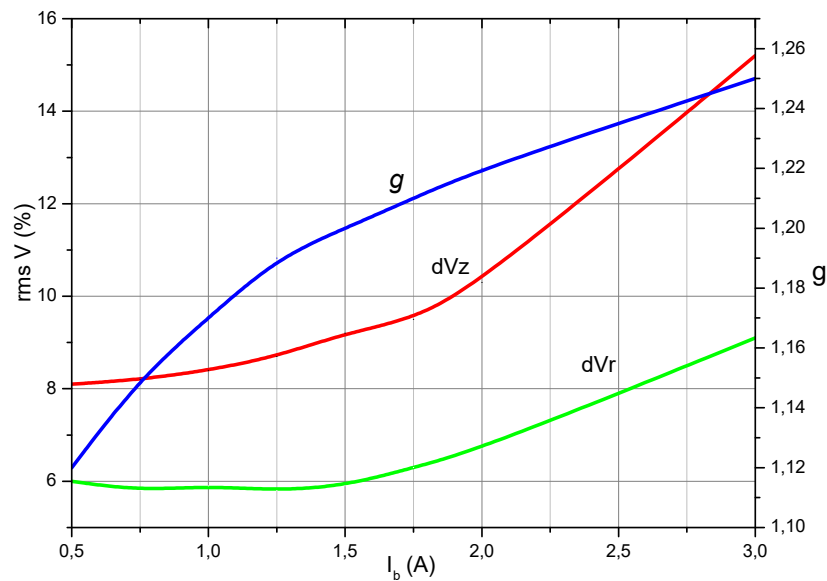
Для отриманої оптимальної геометрії планарної МПГ за допомогою траєкторного аналізу була отримана залежність енергетичних характеристик пучка від його струму. За основу було взято розподіл магнітного поля відповідний пітч-фактору 1,16. Результати траєкторного аналізу наведені в таблиці 5.10.

З таблиці 5.10 видно, що збільшення струму пучка призводить до збільшення розкидів швидкостей і енергії електронів в пучку, а також пітч-фактора пучка. Це викликано тим, що під час збільшення струму пучка зростає просторовий заряд і провисання потенціалу, які в свою чергу збільшують розкид швидкостей електронів.

Таблиця 5.10 - Результати траєкторного аналізу

I_b (A)	$V_z \cdot 10^7$ (m/s)	dV_z (%)	$V_r \cdot 10^7$ (m/s)	dV_r (%)	dE (%)	g
0,5	4,08	8,1	4,58	6	2,4	1,12
0,75	4	8,2	4,61	5,8	2,45	1,15
1	3,95	8,4	4,58	5,9	2,5	1,16
1,25	3,86	8,7	4,6	5,8	2,6	1,19
1,5	3,85	9,3	4,63	5,9	2,7	1,20
1,75	3,75	9,5	4,54	6,4	2,9	1,21
2	3,71	10,3	4,54	6,7	3	1,22
3	3,5	15,2	4,36	9,1	4,4	1,25

Залежність розкиду швидкостей електронів у пучку та пітч-фактора від струму пучка показана на рис. 5.48.



Рисунком 5.48 – Залежність середньоквадратичного розкиду швидкості електронів та пітч-фактора від струму пучка

Розподіл потенціала електричного поля в пучку для струму пучка 2А зображено на рис. 5.49.



Рисунок 5.49 – Розподіл потенціалу електричного поля в стрічковому ГЕП вид збоку - (а) і зверху - (б)

Як видно з рис. 5.49 максимальне провисання потенціалу електричного поля в пучку знаходиться в області однорідного магнітного поля в середині пучка. Нерівномірний розподіл потенціалу в пучку призводить до збільшеним розкидам швидкостей і енергій електронів в процесі формування пучка, а також за рахунок збільшеного просторового заряду в середині пучка до деформації профілю вже сформованого пучка.

Розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів в області однорідного магнітного поля по ширині пучка для пучків з струмами 0,5А і 2А показано на рис. 5.50.

На рис. 5.50 видно, що збільшення струму пучка призводить до більш неоднорідного розподілу поздовжньої компоненти швидкості електронів по ширині пучка. Це викликано збільшеним просторовим зарядом в пучку.

Розподіл обертальної компоненти швидкості електронів в поперечному перерізі пучка для струму пучка 0,5 і 2 А в області однорідного магнітного поля показано на рис. 5.51.

З рис. 5.51 видно, що сили просторового заряду впливають на обертальну компоненту швидкості електронів у меншій мірі ніж на поздовжню.

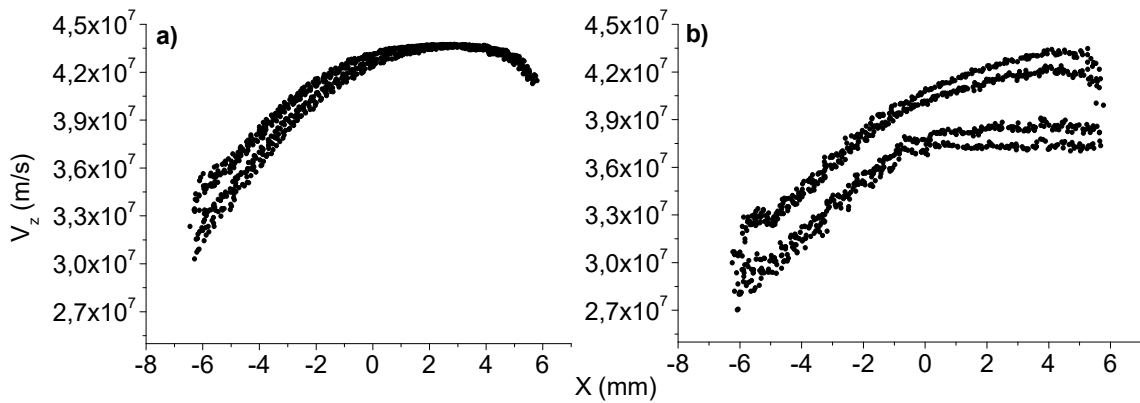


Рисунок 5.50 – Розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів в поперечному перерізі пучка для струмів пучка (а - 0,5А і b- 2А)

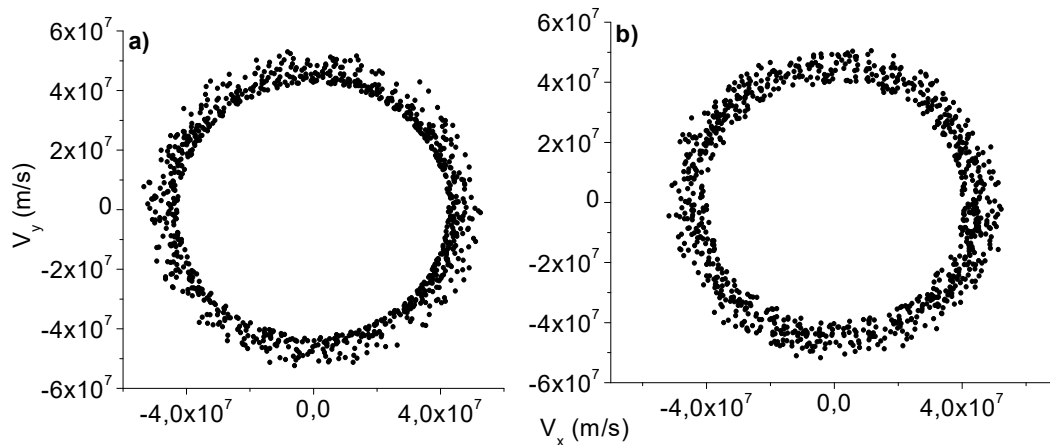


Рисунок 5.51 – Розподіл обертальної компоненти швидкості електронів для струму пучка (а - 0,5 А і b- 2А)

Розподіл енергії електронів по ширині пучка в області однорідного магнітного поля для струмів пучка 0,5 і 2 А показано на рис. 5.52.

З рис. 5.52 видно, що за рахунок провисання потенціалу в пучку загальний рівень енергії знижується, а також збільшується неоднорідність розподілу енергії по ширині пучка з ростом струму.

Профілі поперечного перерізу пучка в області однорідного магнітного поля для струмів пучка 0,5 А і 2 А показані на рис. 5.53.

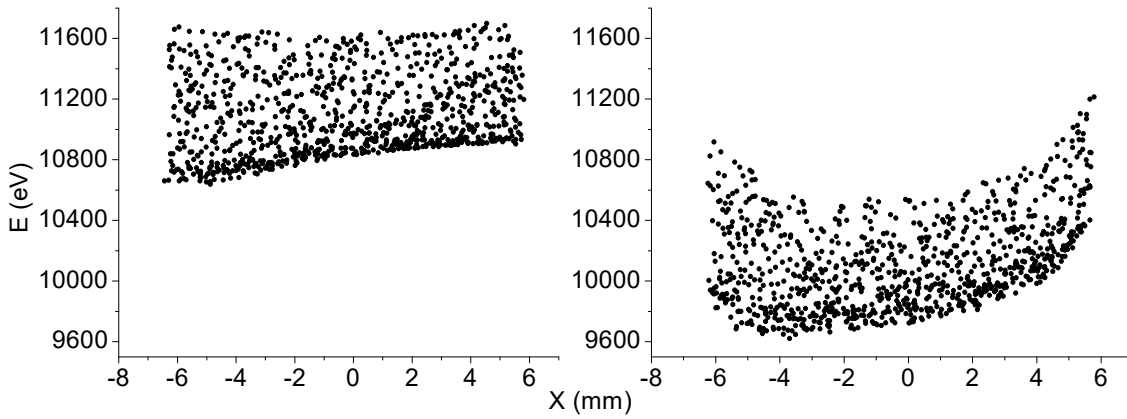


Рисунок 5.52 – Розподіл енергії електронів по ширині пучка для струмів пучка (а - 0,5 А і b- 2А)

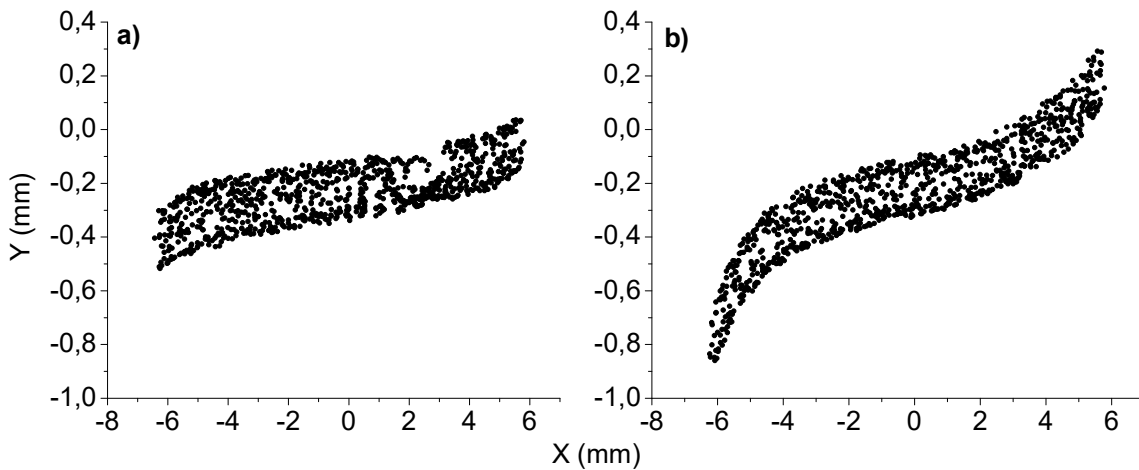


Рисунок 5.53 – Профілі поперечного перерізу пучків з струмом (а- 0,5А і b- 2А)

З рис. 5.53 видно, що збільшення струму пучка призводить до збільшеного розкиду швидкостей електронів. В результаті дії просторового заряду розкид швидкостей електронів по краях пучка більше ніж у центрі. У зв'язку з цим сила Лоренца, що діє на електрони в пучку по його ширині в адиабатично наростаючому магнітному полі також розподілена нерівномірно. Це призводить до додаткового повороту всього пучка і сильнішою закрученню країв пучка під час збільшення струму.

З отриманих розрахунків можна зробити висновок, що оптимальний струм електронного пучка, який формується планарною МІГ, становить 1А за 12кВ

напруги пучка. За такого значення струму пучка розкид швидкостей і енергії електронів при величині пітч-фактора 1,16 дозволяють ефективно використовувати даний пучок в планарному гіротроні [286].

Залежність енергетичних характеристик електронного пучка, отриманих за допомогою траєкторного аналізу, від величини напруги пучка показана в таблиці 5.11.

Таблиця 5.11 – Залежність енергетичних характеристик електронного пучка від значення напруги пучка

U (kV)	$V_z \cdot 10^7$ (m/s)	dV_z (%)	$V_r \cdot 10^7$ (m/s)	dV_r (%)	dE (%)	g	I_{ref} (%)
9	4,47	1,2	2,82	4,4	1,7	0,63	0
10	4,4	2,3	3,4	4,8	2	0,77	0
11	4,24	4,5	3,98	5,4	2,2	0,94	0
12	3,95	8,4	4,58	5,9	2,5	1,16	0
13	3,5	16,5	5,18	6,5	2,8	1,48	0
14	3,05	25,9	5,66	6,1	3,1	1,86	6,5

З таблиці 5.11 видно, що збільшення напруги пучка призводить до збільшення обертальної компоненти швидкості електронів в пучку і, отже, до зростання пітч-фактора. Але зі збільшенням пітч-фактора також ростуть розкид швидкостей і енергії електронів. За напги пучказі 14 кВ кількість відбитих електронів становить 6,5 %, при цьому розкид поздовжньої компоненти швидкості електронів становить 25,9 %. Однак ця величина розкиду отримана в поперечному перерізі пучка в області однорідного магнітного поля, і в неї не входить розкид, внесений відбитими електронами, так як вони поміняли напрям руху до площини в якій вимірювався розкид. Залежності розкидів поздовжньої і обертальної компонент швидкості електронів і величини пітч-фактора від напруги пучка показані на рис. 5.54.

З рис. 5.54 видно, що збільшення напруги пучка робить набагато більший вплив на розкид поздовжньої компоненти швидкості електронів. Розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів в поперечному перерізі пучка в області однорідного магнітного поля для величин напруги пучка 9 і 13 кВ показано на рис. 5.55.

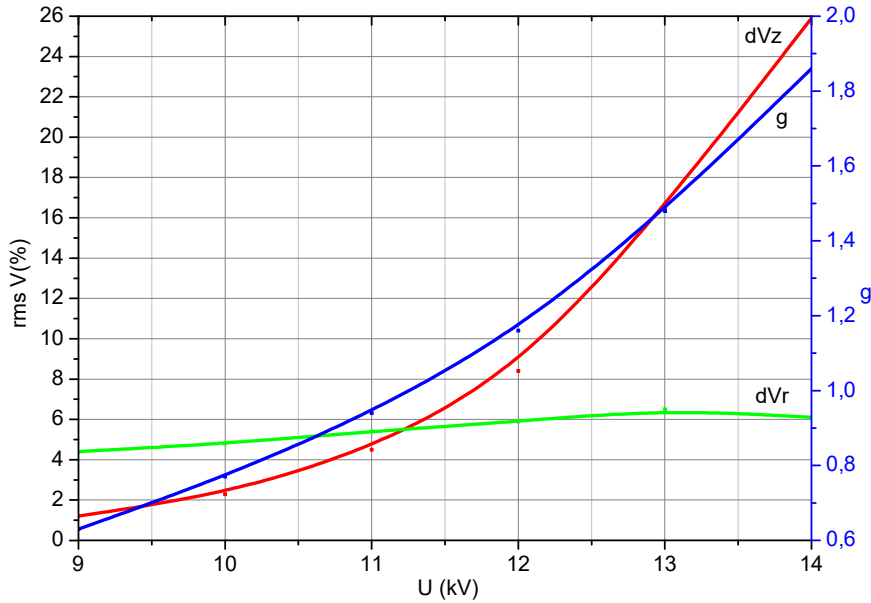


Рисунок 5.54 – Графік залежності середньоквадратичного розкиду компонент швидкості електронів на пітч-фактору від напруги пучка

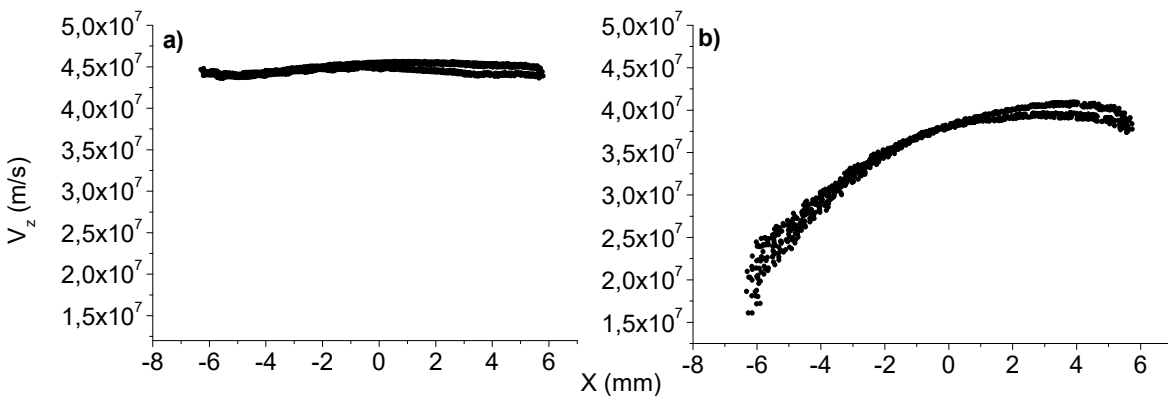


Рисунок 5.55 – Розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів для напруги пучка (а - 9 кВ і б - 13 кВ)

З рис. 5.55 видно, що зі збільшенням напруги пучка і пітч-фактора неоднорідний розподіл магнітного поля в області емітера призводить до більш нерівномірного розподілу поздовжньої компоненти швидкості по ширині пучка, ніж за більш низького значення напруги пучка.

Розподіл обертальної компоненти швидкості електронів в області однорідного магнітного поля по ширині пучка для напруги пучка 9 і 13 кВ показано на рис. 5.56.

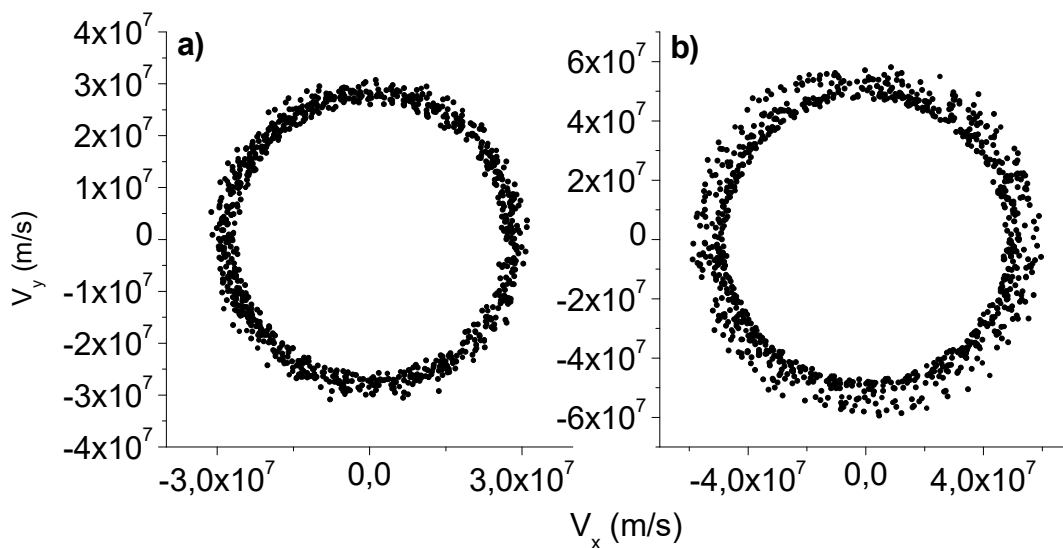


Рисунок 5.56 – Розподіл обертальної компоненти швидкості електронів для напруги пучка (a - 9 кВ і b - 13 кВ)

З рис. 5.56 видно, що з ростом напруги пучка ефективність перетворення поступальної компоненти швидкості електронів у обертальну компоненту в адіабатично наростаючому магнітному полі збільшується. Це обумовлено збільшенням сили Лоренца, що діє на електрони, так як в момент вильоту електрона з емітера завдяки більшій величині прикладеної напруги пучка він набуває велику швидкість під кутом до силових ліній магнітного поля, що і збільшує початкову обертальну енергію електронів. З цієї ж причини поздовжня компонента швидкості електронів стає більш чутливою до неоднорідного розподілу магнітного поля в області емітера.

Розподіл енергії електронів за шириною пучка для напруги пучка величиною 9 і 13 кВ показано на рис. 5.57. З рис. 5.57 видно, що зі збільшенням напруги пучка також зростає і розкид енергій електронів, та для величини напруги пучка 13 кВ середній рівень енергії становить 11500 еВ, що нижче прикладеної напруги пучка. Така відмінність обумовлена тим, що електрони в планарній МІГ не долітають до анода, а вилітають з МІГ раніше, ніж досягнуть повного потенціалу напруги пучка.

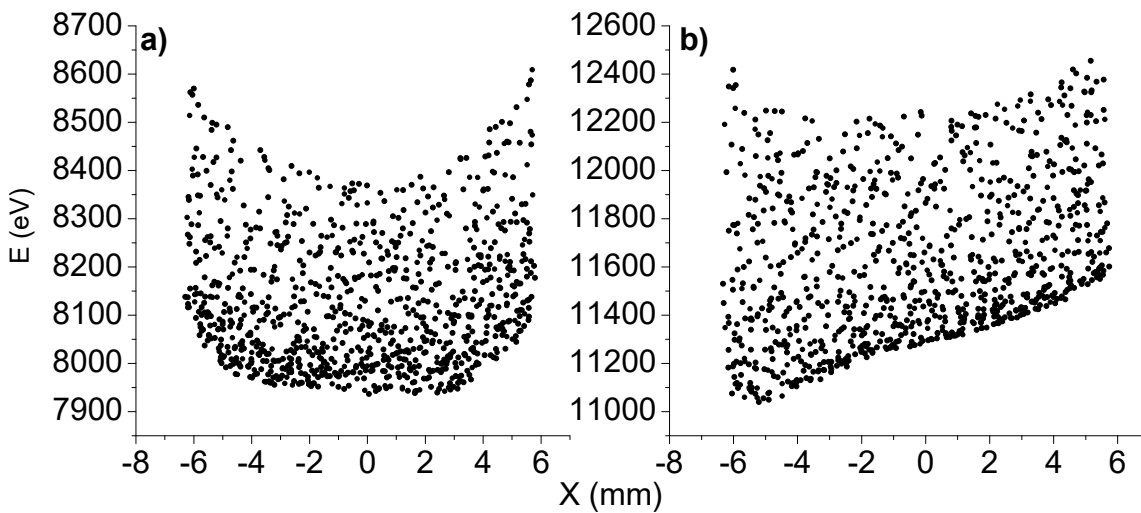


Рисунок 5.57 – Розподіл енергії електронів за шириною пучка для напруги пучка (a - 9 кВ і b - 13 кВ)

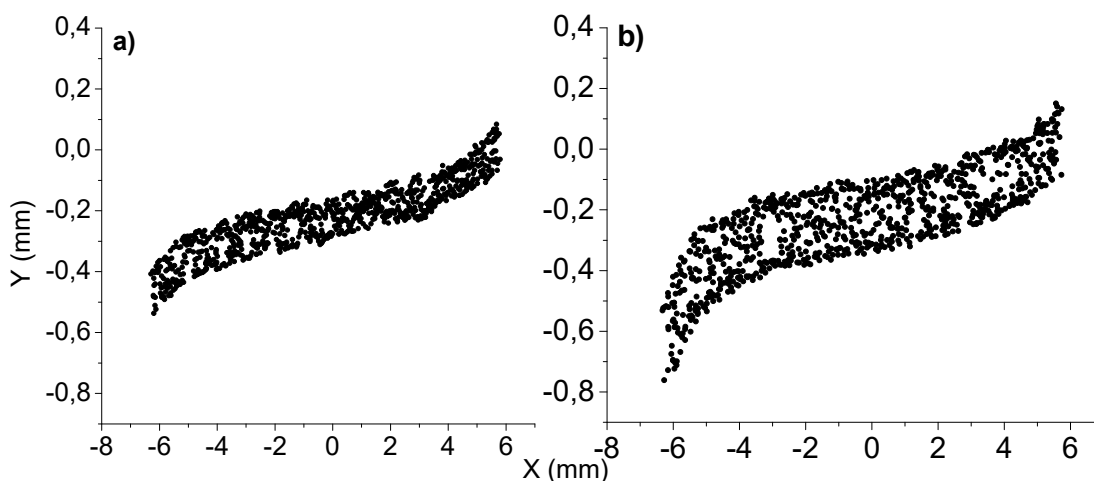


Рисунок 5.58 – Профіль електронного пучка в поперечному перерізі для напруги пучка (a - 9 кВ і b - 13 кВ)

Зміни, що відбуваються в профілі електронного пучка в поперечному перерізі в залежності від напруги пучка величиною 9 і 13 кВ, показані на рис. 5.58.

З рис. 5.58 видно, що зі збільшенням напруги пучка зростає розкид електронів за швидкостями, які в свою чергу призводять до більш сильної деформації електронного пучка. Пучок сильніше закручується і піддається сильнішому розфокусуванню.

В результаті проведених розрахунків була отримана оптимізована геометрія для планарної МІГ на діапазон напруг пучка 12кВ за струму пучка 1А, яка показана на рис. 5.59.

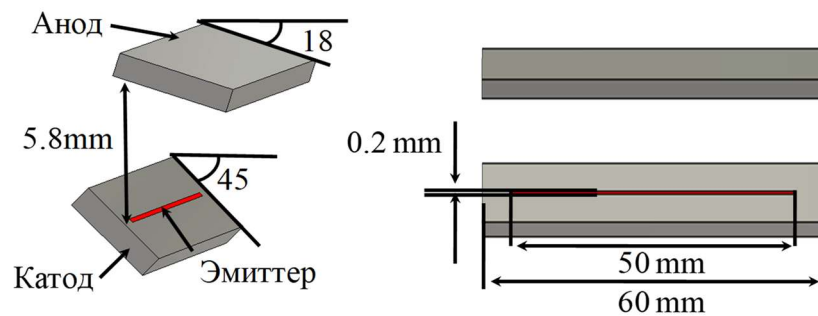


Рисунок 5.59 – Оптиміальна геометрія для планарної МІГ на 12 кВ

5.6 Формування та експериментальне дослідження низьковольтного стрічкового гвинтового електронного пучка

Зниження напруги пучка в МЦР з відкритою електродинамічною системою, що складається з двох дзеркал, актуально в тих випадках, коли немає необхідності в високому рівні вихідної потужності, а вимога до високої стабільності частоти і широкого діапазону її перебудови залишаються. У попередньому розділі за допомогою чисельного моделювання була розрахована геометрія планарної МІГ для формування стрічкового ГЕП за напруги пучка 12кВ і струмі пучка 1 А, однак при зменшенні напруги пучка сили просторового

заряду в пучку збільшуються, що ускладнює формування та фокусування такого пучка за збереження енергетичних характеристик пучка достатніх для ефективного збудження коливальних в електродинамічній системі, яка складається з двох дзеркал. У зв'язку з цим виникає необхідність формування стрічкового ГЕП достатньої якості за низьких напруг пучка.

Сучасний розвиток чисельних методів розрахунку і проектування ЕОС дозволяє проводити розрахунки і моделювання процесів формування та транспортування електронних пучків в умовах близьких до реальних. Однак проведення комп'ютерного моделювання не виключає необхідності проведення експериментальних досліджень електронних пучків, оскільки ніяка математична модель не може охопити всього різноманіття фізичних ефектів, які супроводжують процеси формування і транспортування електронних пучків. До таких ефектів належать: зміна геометричних розмірів і взаємного положення електродів системи під час її нагрівання, поверхнева нерівномірність емісії катода і т. д. [326].

5.6.1 Моделювання та розробка конструкції низьковольтної планарної МІГ та магнітної системи для формування та фокусування стрічкового ГЕП

Грунтуючись на результатах розрахунків геометрії планарної МІГ для напруги пучка 12 кВ, проведених в розділі 3, аналогічним чином була отримана оптимальна геометрія планарної МІГ для напруги пучка 5 кВ (рис. 5.60).

Ширина анода і катода планарної МІГ становить 20 мм, а ширина емітера 15 мм. Довжина емітера складає 1 мм, а відстань між анодом і катодом 3.3 мм. Довжина анода становить 5 мм і катода 4 мм. Розрахунок геометрії планарної МІГ на діапазон напруг пучка 5 кВ проводився для адіабатично наростаючого магнітного поля з величиною в максимумі 0,3 Т. Така величина магнітного поля вибиралася виходячи з наявного в наявності обладнання, необхідного для

експериментального дослідження низьковольтної планарної МІГ. Однак низьковольтна МІГ подібної конфігурації може використовуватися і при набагато більших магнітних полях, але для цього необхідно провести коригування її геометрії (відстань між анодом і катодом) і величини магнітного поля в області емітера.

Розподіл потенціалу електричного поля в низьковольтній планарній МІГ показано на рис. 5.61.

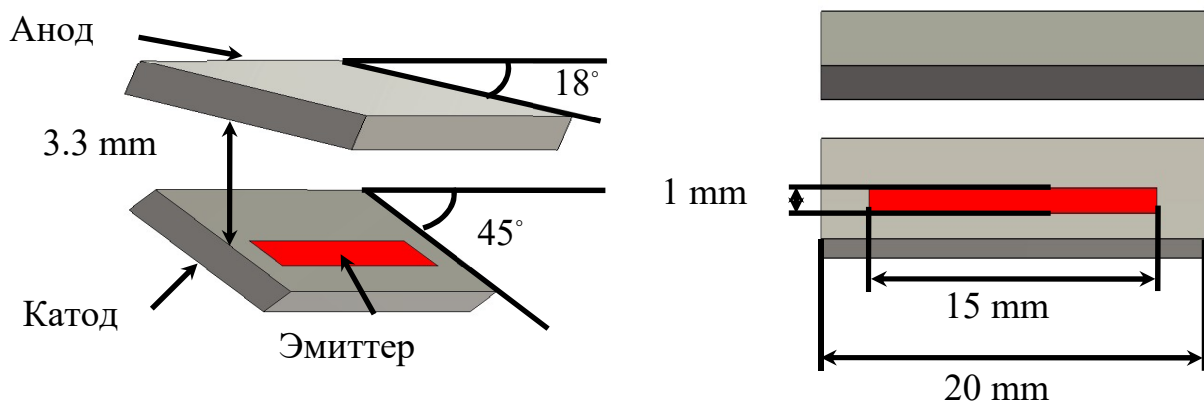


Рисунок 5.60 – Геометрія планарної МІГ для формування 5кВ ГЕП

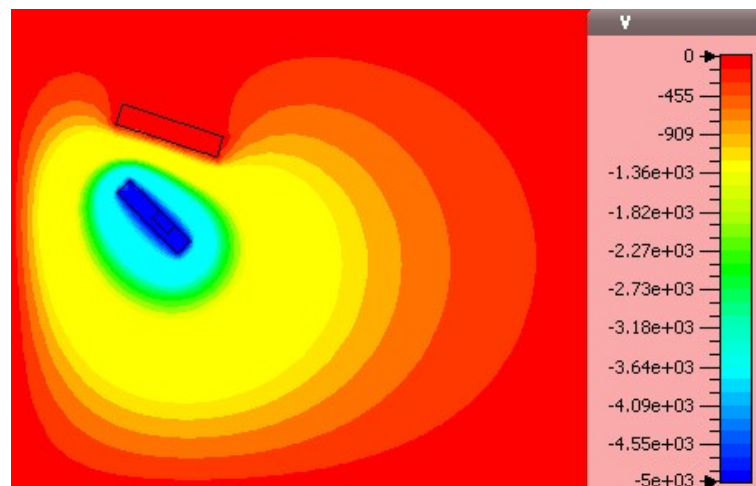


Рисунок 5.61 – Розподіл потенціалу електричного поля в планарній МІГ

Робочий діапазон напруг пучка для даної конструкції планарної МІГ від 3 до 6 кВ за струму пучка до 300 мА. Результати траєкторного аналізу стрічкового

ГЕП, що формує низьковольтна планарна МІГ за напруги 5 кВ і струму 200 мА, показано на рис.5.62.



Рисунок 5.62 – Низьковольтний стрічковий ГЕП напругою 5кВ

Експериментальні дослідження планарної МІГ проводилися з магнітною системою, що дозволяє отримати величину магнітного поля в максимумі 0,33 Т в зазорі 30 мм за струму соленоїдів 22 А.

З метою збільшення однорідності магнітного поля в поперечному напрямку в області емітера конструкція магнітної системи передбачає можливість використання додаткового коригуючого соленоїда. Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля в системі показано на рис. 5.63.

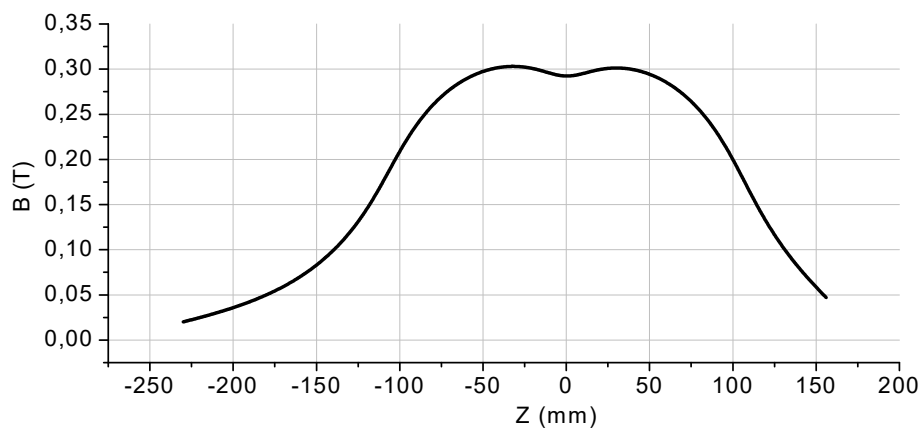


Рисунок 5.63 – Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля вздовж осі системи

ГЕП формується в планарній МІГ в адіабатично зростаючому магнітному полі (магнітне поле в області емітера 0,1Т) та транспортується в слабо

неоднорідному магнітному полі (в цій області проводиться вимір розкидів швидкостей електронів) і потрапляє в адіабатично спадаючу ділянку магнітного поля, в якій знаходиться колектор електронів. Фотографія магнітної системи показана на рис. 5.64.



Рисунок 5.64 – Магнітна система для тесту низьковольтної планарної МІГ

Два соленоїди магнітної системи нерухомо зафіксовані на платформі із немагнітного матеріала. В даному варіанті конструкції магнітної системи охолодження соленоїдів повітряне і під час максимального навантаження (струм 22 А) час роботи системи становить приблизно 15 хвилин.

Вплив напруги і щільності струму на енергетичні характеристики ГЕП досліджено за траєкторним аналізом (таблиця 5.12). У розрахунках струм пучка становив 300 мА, а магнітне поле в максимумі 0,27 Т і в області емітера 0,1 Т.

З таблиці 5.12 видно, що за величини напруги пучка 5 кВ величина пітч-фактора перевищує одиницю, в той час як розкид компонент швидкостей електронів не перевищує 15 %.

Залежність розподілу поздовжньої компоненти швидкості електронів в області однорідного магнітного поля в поперечному перерізі пучка від величини напруги пучка показана на рис. 5.65.

Таблиця 5.12 – Енергетичні характеристики стрічкового ГЕП

U (kV)	$V_z \cdot 10^7$ (m/s)	dV _z (%)	$V_r \cdot 10^7$ (m/s)	dV _r (%)	dE (%)	g
3	2,62	4,2	1,48	13,5	1,8	0,56
4	2,73	7,9	2,26	11,5	1	0,83
5	2,71	13,7	2,92	11	0,84	1,08
6	2,52	21,4	3,56	10,4	0,81	1,41
7	2,43	25,5	4,05	10	0,84	1,67

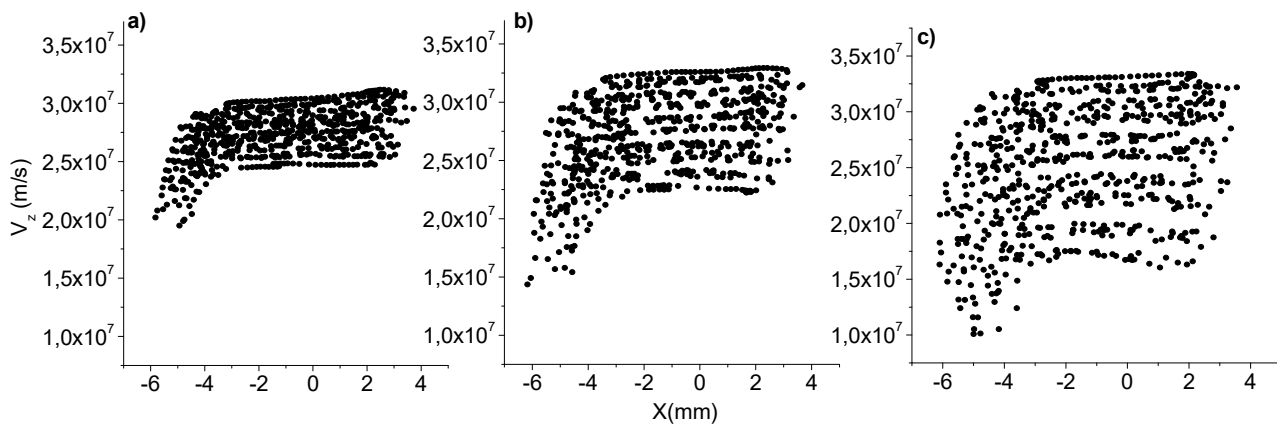


Рисунок 5.65 – Залежність розподілу поздовжньої швидкості електронів в поперечному перерізі пучка від величини напруги пучка (а- 4кВ, б- 5кВ, с- 6кВ) за струму пучка 300 мА

З рис. 5.65 видно, що збільшення напруги пучка призводить до зростання розкиду поздовжньої компоненти швидкості електронів. Це обумовлено неоднорідністю у розподілі електричного і магнітного поля в області емітера, і зі збільшенням напруги пучка вплив цих факторів стає більш помітним.

Залежність розподілу обертальної компоненти швидкості електронів в поперечному перерізі пучка в області однорідного магнітного поля від різної величини напруги пучка показана на рис. 5.66. Видно, що збільшення напруги пучка призводить до значного зростання обертальної компоненти швидкості електронів, отже, і величини пітч-фактора. Зміни в профілі електронного пучка в області однорідного магнітного поля в залежності від величини напруги пучка показані на рис. 5.67.

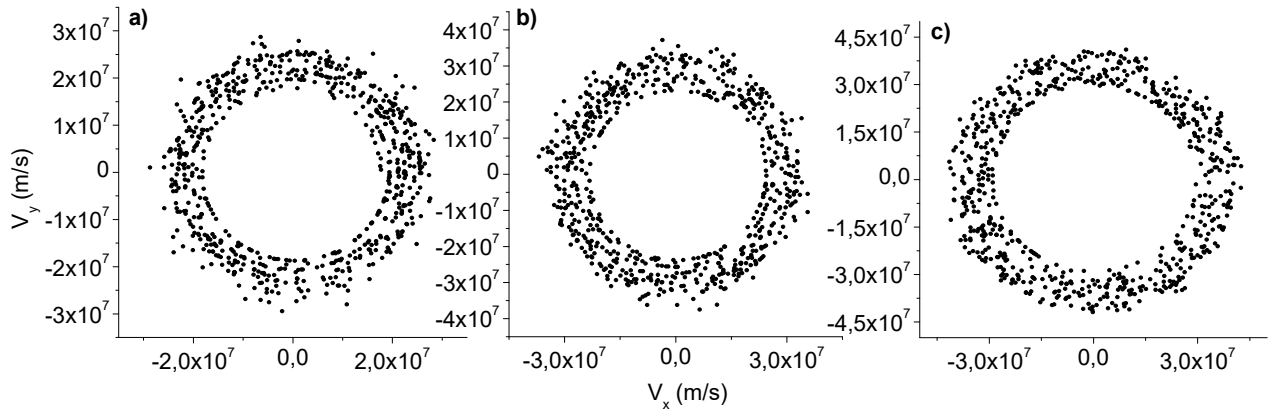


Рисунок 5.66 – Залежність розподілу обертальної швидкості електронів в поперечному перерізі пучка від величини напруги пучка (а - 4 кВ, b - 5 кВ, с - 6 кВ) за струму пучка 300 мА

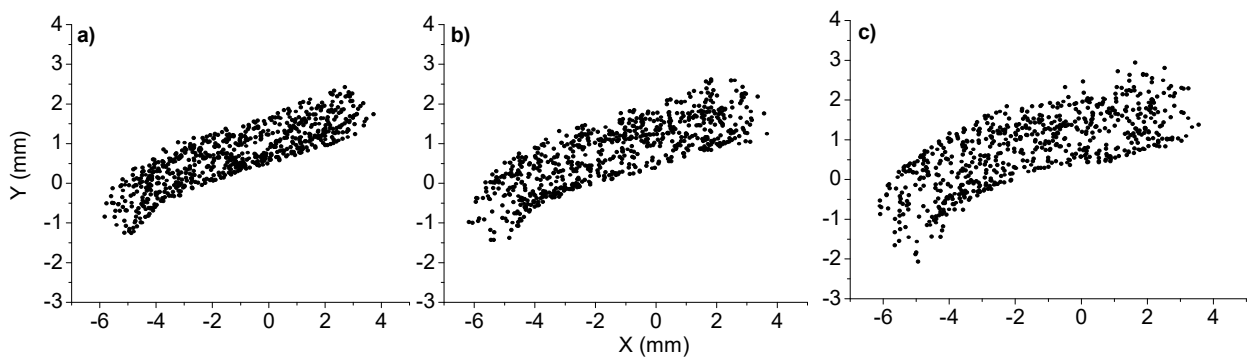


Рисунок 5.67 – Зміни в профілі стрічкового ГЕП в області однорідного магнітного поля в залежності від величини напруги пучка (а-4кВ, b-5кВ, с-6кВ) за струму пучка 300 мА

Таблиця 5.13 – Залежність енергетичних характеристик від струму ГЕП

I (A)	$V_z \cdot 10^7$ (m/s)	dV_z (%)	$V_r \cdot 10^7$ (m/s)	dV_r (%)	dE (%)	g
0,1	2,84	9,2	2,96	8,2	0,2	1,04
0,2	2,77	11,6	2,95	9,9	0,5	1,06
0,3	2,71	13,7	2,92	11	0,84	1,08
0,4	2,62	16	2,91	13,1	1,3	1,11
0,5	2,54	19,3	2,86	14,7	1,9	1,13

З рис. 5.67 видно, що з ростом напруги профіль ГЕП розширюється і збільшуються загиби по краях, що відбувається в результаті збільшеного розкиду швидкостей електронів та дією сили Лоренца.

Енергетичні характеристики стрічкового ГЕП (табл. 5.13) демонструють, що збільшення струму пучка призводить до зростання розкиду поздовжньої і обертальної компонент швидкостей електронів ГЕП, а також зростає розкид енергій електронів і величина пітч-фактора, що обумовлено впливом просторового заряду.

Залежність розподілу поздовжньої компоненти швидкості електронів в області однорідного магнітного поля в поперечному перерізі пучка від струму пучка показана на рис. 5.68, де видно, що збільшення струму пучка призводить до збільшення неоднорідності розподілу поздовжньої компоненти швидкості електронів за шириною ГЕП і розкиду поздовжньої компоненти швидкості електронів, що є результатом збільшення сил просторового заряду в пучку.

Залежність розподілу обертальної компоненти швидкості електронів ГЕП від струму пучка (рис. 5.69) показує, що під час збільшення струму пучка обертальна компонента швидкості електронів збільшується, як і величина розкиду.

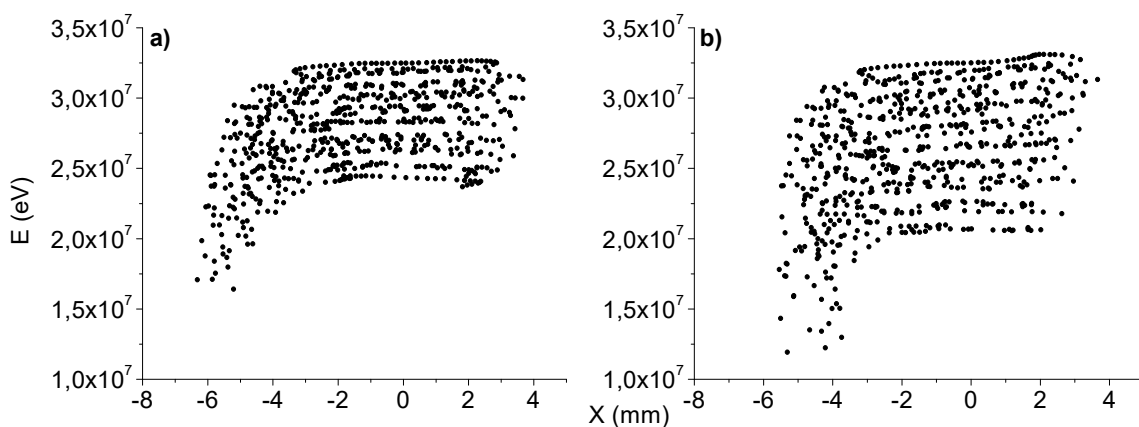


Рисунок 5.68 – Розподіл поздовжньої компоненти швидкості електронів в області однорідного магнітного поля в поперечному перерізі пучка (а - 200мА, б – 400мА) за величини напруги пучка 5 кВ

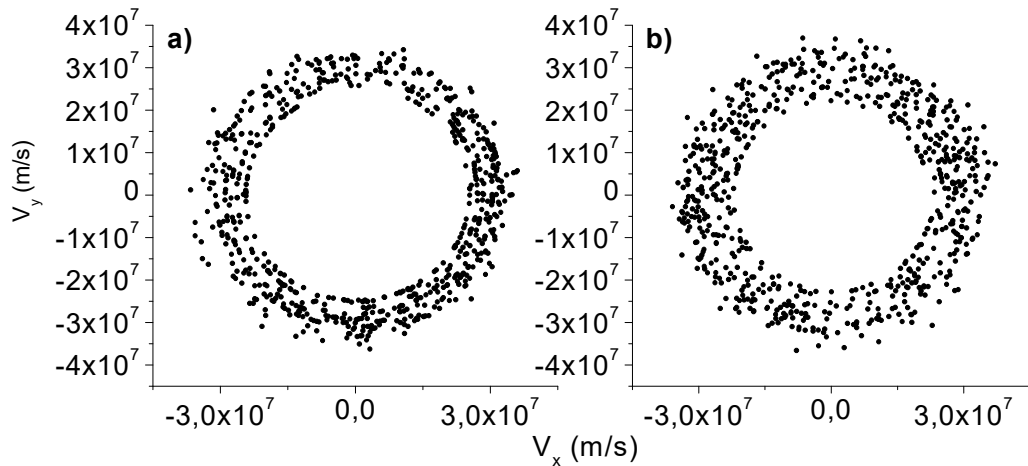


Рисунок 5.69 – Розподіл обертальної компоненти швидкості електронів ГЕП (а - 200 мА, б - 400 мА) за величини напруги пучка 5 кВ

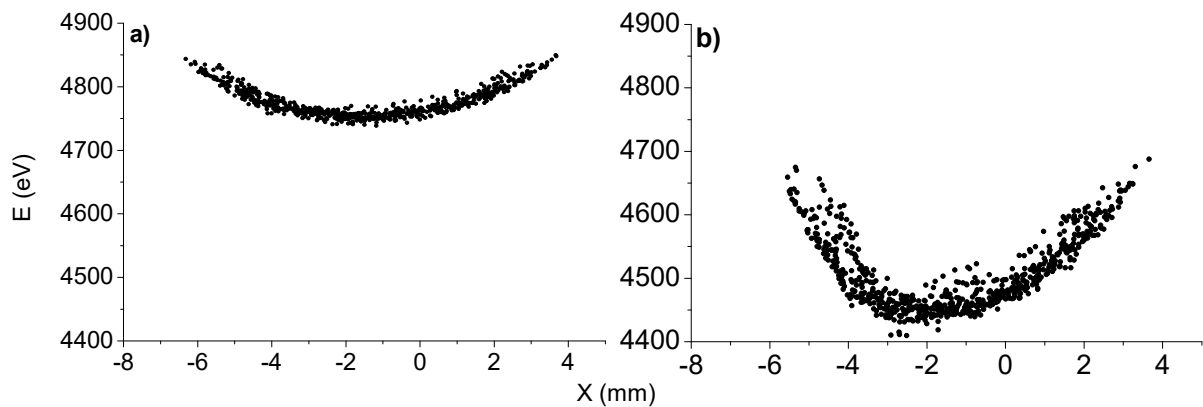


Рисунок 5.70 – Распределение энергии электронов по ширине пучка в зависимости от тока пучка (а – 200 мА, б – 400 мА) при величине ускоряющего напряжения 5 кВ

Розподіл енергії електронів за шириною пучка в залежності від струму ГЕП (рис. 5.70), що з ростом струму електронного пучка збільшується розкид енергій електронів за шириною пучка. Також з рис. 5.70 видно, що з ростом струму ГЕП середня енергія електронів зменшується через провисання потенціалу, викликаного збільшенням просторового заряду.

Деформації, що виникають в поперечному перерізі електронного пучка, в залежності від струму стрічкового ГЕП показані на рис. 5.71.

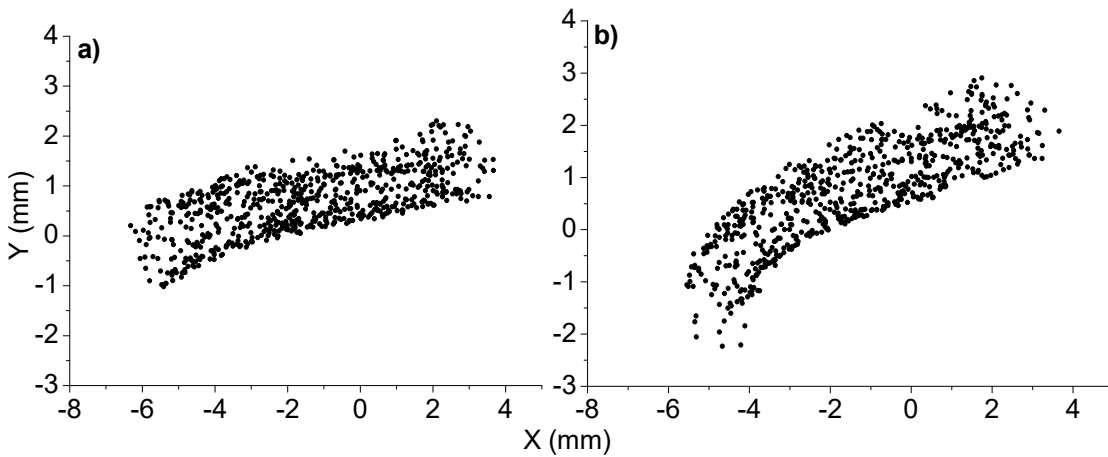


Рисунок 5.71 – Розподіл електронів в поперечному перерізі пучка в області однорідного магнітного поля (а - 200 мА, б - 400 мА) за напруги пучка 5 кВ

З рис. 5.71 видно, що вже за значенням струму 400 мА стрічкового ГЕП (напруга пучка 5 кВ) в його профілі виникають значні деформації, які під час подальшого зростання струму погіршують якість електронного пучка, що робить його непридатним для використання в низьковольтному МЦР.

Залежність розкидів компонент швидкостей електронів і величини пітч-фактора електронного пучка від величини напруги пучка показана на рис. 5.72.

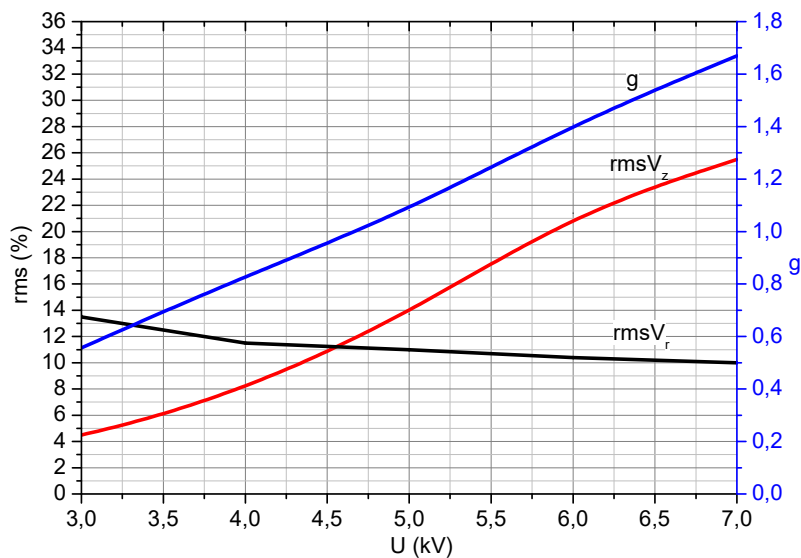


Рисунок 5.72 – Залежність розкидів компонент швидкості електронів і величини пітч-фактора стрічкового ГЕП від напруги пучка (струму ГЕП 0,3А)

З рис. 5.72 видно, що для даної конструкції МІГ напруга пучка 5 кВ є оптимальною, оскільки величина пітч-фактора більше одиниці та розкид поздовжньої компоненти швидкості електронів не перевищує 15 %.

З залежності розкидів компонент швидкостей електронів і величини пітч-фактора від струму пучка (рис. 5.73) видно, що зростання струму пучка призводить до зростання розкидів компонент швидкостей електронів і величини пітч-фактора. Максимальний струм пучка, за якого в стрічковому ГЕП не виникає значних деформацій в профілі, становить 300 мА. Величини розкиду поздовжньої компоненти швидкості електронів 15 % отримана в результаті траєкторного аналізу для даної геометрії МІГ. Моделювання показало, що під час перевищення цієї величини спостерігаються значні деформації профілю електронного пучка, які можуть значно знизити ефективність електронно-хвильової взаємодії в дводзеркальному гіротроні.

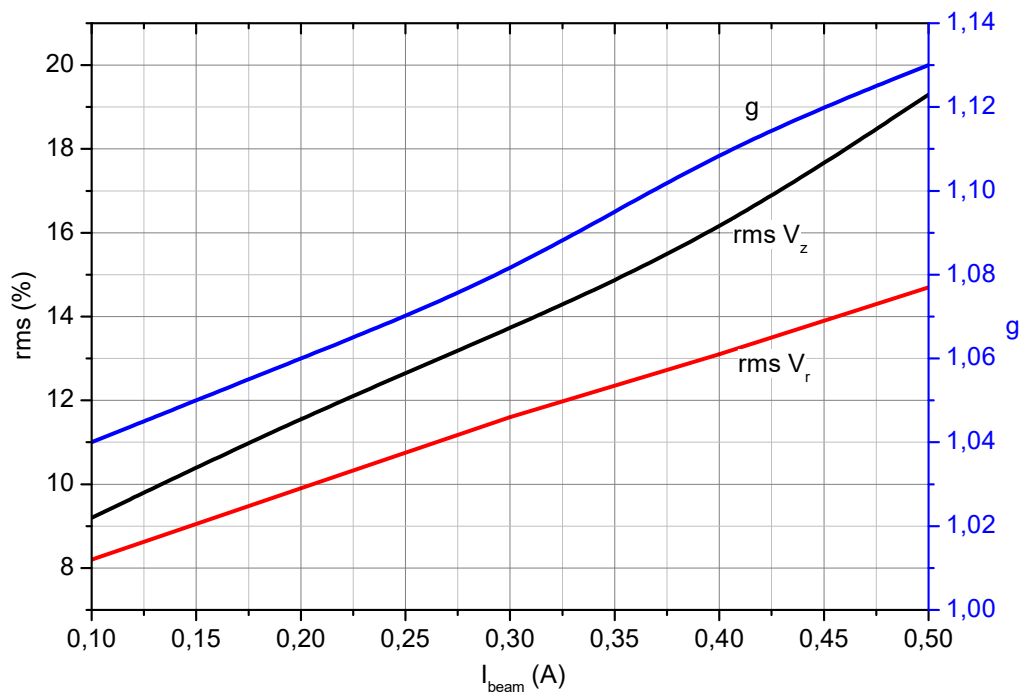


Рисунок 5.73 – Залежність розкидів компонент швидкості електронів та значення пітч-фактора від струму стрічкового ГЕП за напруги 5 кВ

5.6.2 Розробка макету для експериментальних досліджень параметрів стрічкового ГЕП. Визначення температурних режимів роботи емітера

Під час розробки вузла планарної МІГ враховувалися наступні параметри: електрична міцність, температурна стійкість, рівномірний прогрів емітуючої поверхні, дотримання кута між анодом і катодом і їх паралельність. Конструкція вузла не повинна спотворювати розподіл потенціалу електричного поля в області формування пучка. Для дотримання всіх цих вимог була розроблена конструкція планарної МІГ. Кріплення вузла планарної МІГ у корпусі експериментального макета зображено на рис. 5.74.

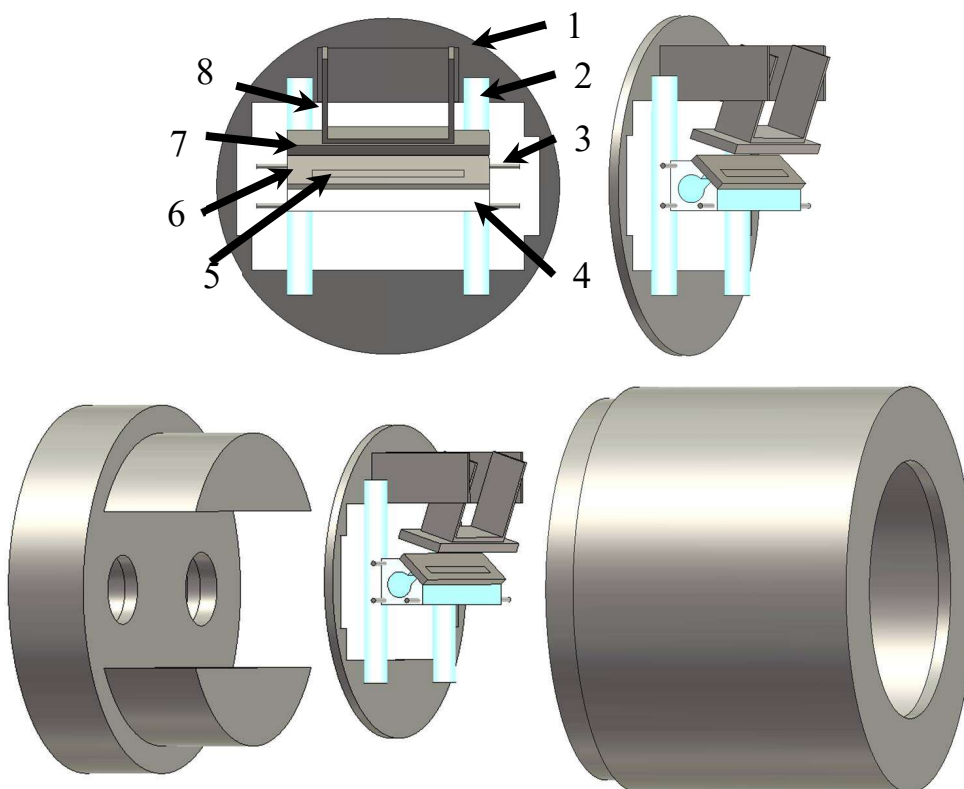


Рисунок 5.74 – Конструкція низьковольтної планарної МІГ: 1 – молибденова пластина, 2 – діелектричні трубки, 3 – танталові стрічки; 4 – кераміка, 5–емітер, 6 – катод; 7 – анод, 8 - кріплення анода

Результати моделювання розподілу потенціалу електричного поля в області МІГ з урахуванням елементів корпусу показані на рис.5.75. Результати траєкторного аналізу, проведені для планарної МІГ в корпусі макету, співпадають з результатами, отриманими раніше без урахування корпусу.

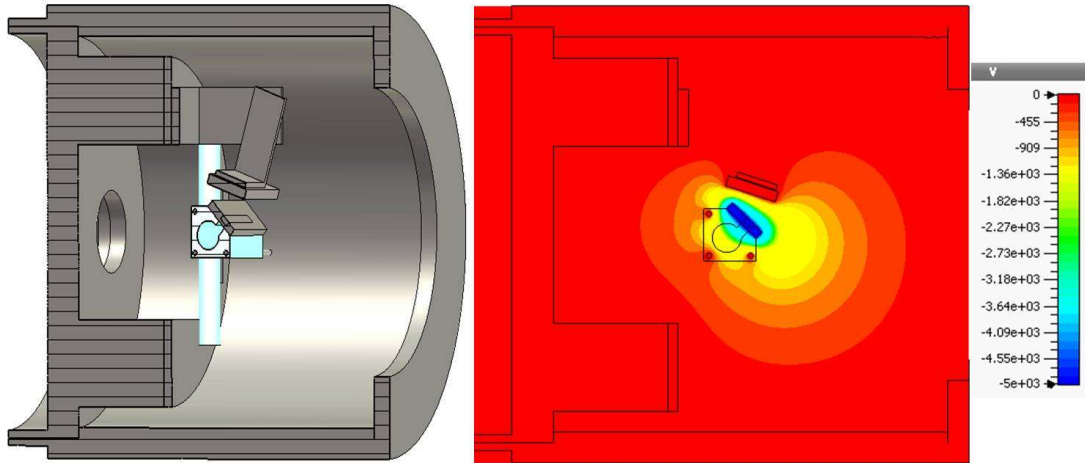


Рисунок 5.75 – Розподіл потенціалу електричного поля в області МІГ

Важливим завданням є забезпечення рівномірного нагріву емітера до потрібної температури. Для цього було розроблено керамічне кріплення для підігрівача і катода спеціальної форми (рис. 5.76).

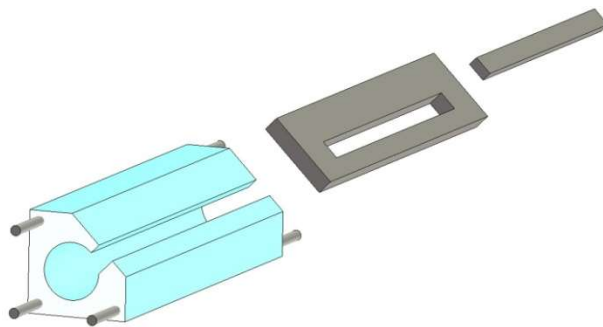


Рисунок 5.76 – Конструкція катодного вузла планарної МІГ

Експериментальний зразок МІГ та низькотемпературний оксидний катод в формі прямокутної пластини нікелю, що покрито шаром потрійного карбонату барію (Ba, Sr, Ca) CO_3 , зображено на рис. 5.77. Дослідження температурних режимів емітера планарної МІГ проводилося в откачному макеті з тиском

залишкових газів порядку 10^{-6} мм.рт.ст. методами оптичної та інфрачервоної пірометрії.

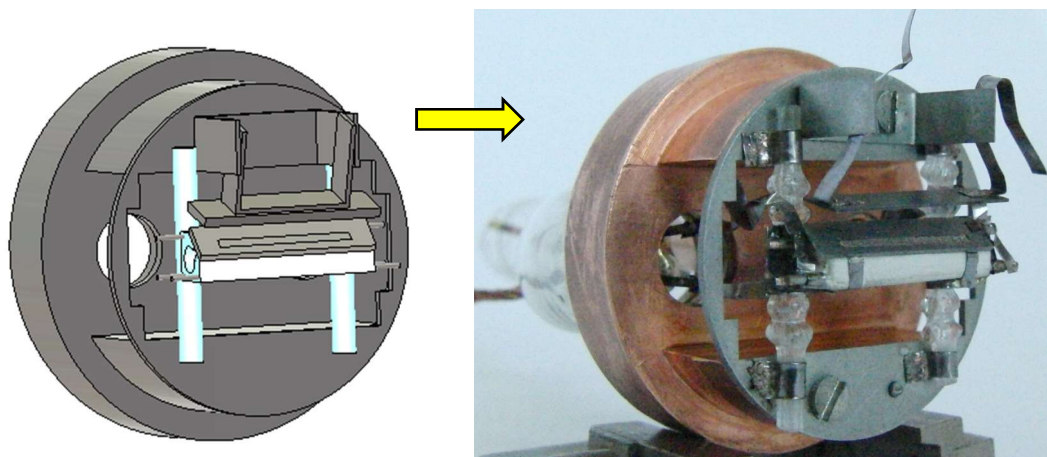


Рисунок 5.77 – Фотографії планарної МІГ і макета для дослідження температурних режимів емітера в збірці і в процесі вимірювання характеристик

Робота виходу електронів вольфрамового емітера з покриттям (Ba, Sr, Ca) CO_3 становить 1,6-1,7eV, площа емітера $0,15 \text{ см}^2$. Грунтуючись на залежностях щільності струму електронної емісії від температури емітера [327], робоча температуру емітера для струму 100 мА склала близько $900 \text{ }^\circ\text{C}$. Експериментальні залежності температури емітера від потужності розжарення отримано за допомогою оптичного пірометра ОППР-017 і інфрачервоного пірометра OMEGA OS3750. Як видно з результатів вимірювань (рис. 5.78) температура керамічного підставки вище, ніж емітера, що обумовлено

погіршенням теплопередачі в області кріплення катода до керамічної основи. В експерименті зі збільшенням потужності розжарення МІГ температура емітера спочатку зростає лінійно, а потім її зростання сповільнюється, що обумовлено втратами тепла за рахунок інфрачервоного випромінювання.

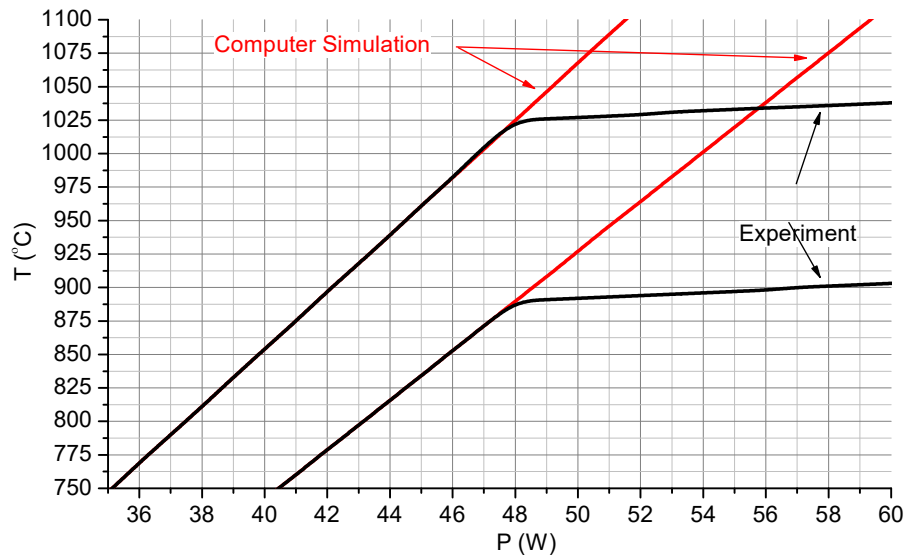


Рисунок 5.78 – Залежність температури керамічної конструкції (верхні криві) і емітера (нижні криві) від потужності розжарення МІГ

Макет для вимірювань параметрів ГЕП складається з наступних частин: вузол планарної МІГ, канал транспортування електронного пучка, електрично ізолюваний колектор і скляне оглядове вікно в кінці макета. Канал для транспортування електронного пучка представляє собою мідну трубку діаметром 28 мм і довжиною 210 мм. У канал транспортування в області однорідного магнітного поля поміщений електрично ізолюваний колектор. Колектор являє собою молибденову сітку товщиною 1 мм з періодом 0,3 мм. Для запобігання температурного руйнування колектора в ньому передбачено водяне охолодження. Електрична ізоляція колектора здійснюється за допомогою скляної вставки між каналом транспортування і колектором. В кінці макета знаходиться оглядове вікно, виконане зі скла (рис. 5.79).

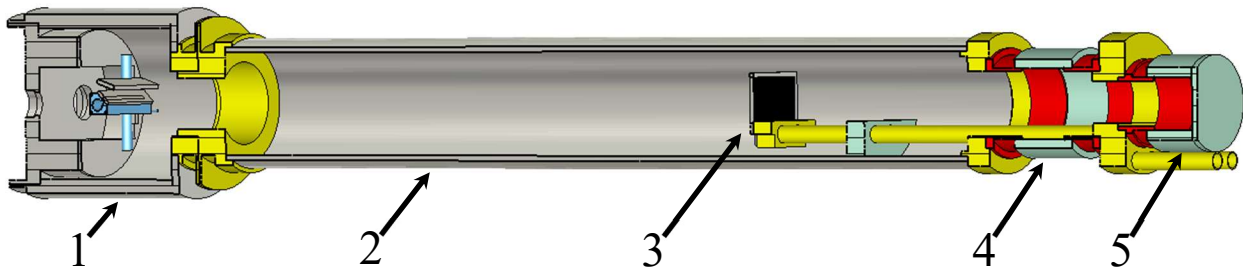


Рисунок 5.79 – Фотографія та схема конструкції експериментального макету:
 1 - вузол планарної МІГ, 2 - канал транспортування ГЕП, 3 - колектор,
 4 - ізолятор між колектором і каналом транспортування, 5 - оглядове вікно

5.6.3 Експериментальне дослідження параметрів низьковольтного стрічкового ГЕП та порівняння з результатами моделювання

Електрична схема підключення ізольованого колектора для вимірювання величини пітч-фактора і розкиду швидкостей електронів в пучку показана на рис. 5.80. У схемі за допомогою змінного опору забезпечується регулювання величини гальмуючого потенціалу на колекторі. Вольтметр і амперметр потрібні для вимірювання величини гальмуючого потенціалу колектора і струму електронів, які осіли на колекторі.

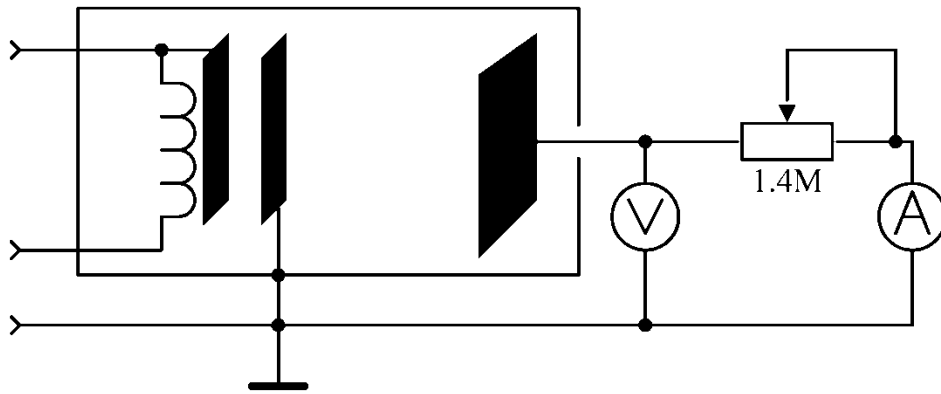


Рисунок 5.80 – Схема підключення колектора для вимірювання параметрів електронного пучка

Під час використання даної схеми пітч-фактор пучка і компоненти швидкостей електронів розраховувалися за методикою, запропонованою в роботах [328-335]. Формули для розрахунку показані нижче.

$$v_z = \sqrt{\frac{2eU_c}{m}}; v_r = \sqrt{\frac{2e}{m}(U_a - U_c)}; g = \sqrt{\frac{U_a - U_c}{U_c}}; \quad (5.26)$$

$$\delta v_r = \left(\frac{v_{r2} - v_{r1}}{v_{r0}} \right); v_{r0} = \frac{v_{r1} + v_{r2}}{2}. \quad (5.27)$$

де V_z і V_r – поступальна та обертальна компоненти швидкості електронів, U_a – напруга пучка, e – заряд електронів, m – маса електрона, V_{r1} , V_{r2} – швидкості обертального руху в разі напруг електрода, за яких колекторний струм дорівнює відповідно 0,1 і 0,9 максимальної величини, U_c – напруга на електроді. Метод гальмування електронів дозволяє знайти розподіл поздовжніх швидкостей електронів, а потім, в силу рівності повних швидкостей електронів, знайти їх обертальні швидкості. На підставі отриманих даних будується графік залежності нормованого струму колектора від величини гальмуючого потенціалу. З графіка стає можливим оцінити величини розкидів компонент швидкостей електронів і їх середнє значення. Середня величина пітч-фактора розраховується як відношення обертальної компоненти швидкості електронів до поступальної за величини гальмуючого потенціалу відповідного рівня 0,5 від нормованого струму.

В ході експериментального дослідження магнітне поле соленоїдів підтримувалося на рівні 0,27 Т в області однорідного магнітного поля. Також для експериментальних умов було проведено чисельне моделювання. Порівняння експериментальних результатів з результатами комп'ютерного моделювання показано на рис. 5.81.

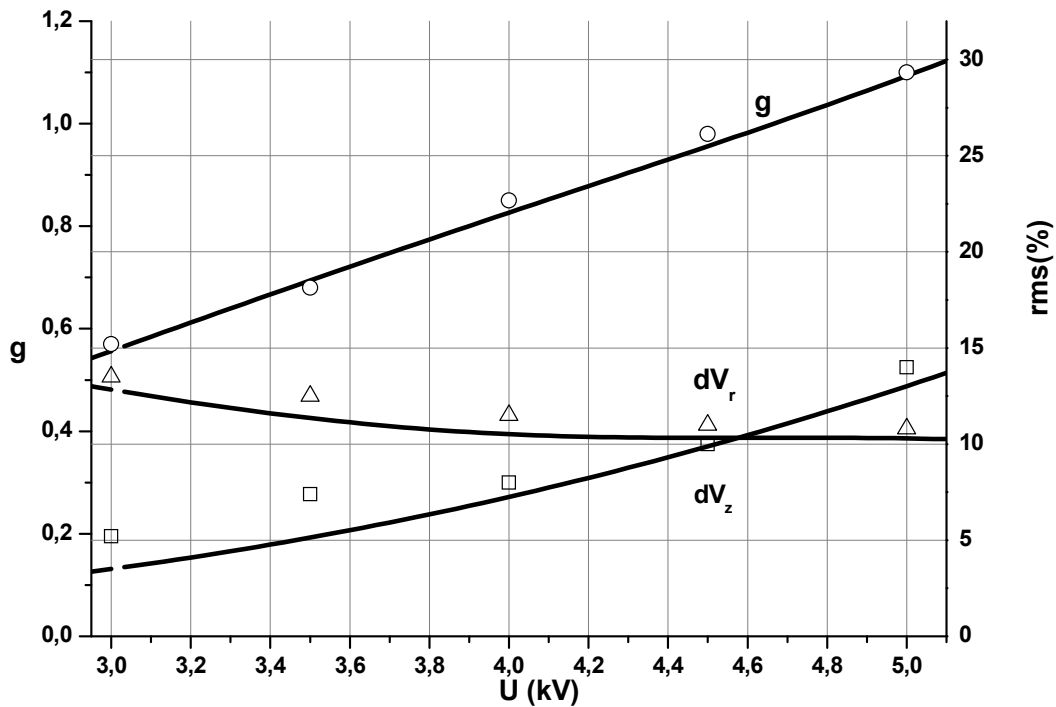


Рисунок 5.81 – Результати моделювання та експериментальних вимірювань параметрів низьковольтного стрічкового ГЕП

Порівняння результатів моделювання з експериментальними даними показали, що розкиди компонентів швидкостей електронів, отримані експериментально, в середньому на 5 % перевищують значення, отримані в ході моделювання. Це обумовлено впливом електронів, відбитих від колектора під дією гальмуючого потенціалу на пучок під час проведення експерименту.

Також в ході експерименту були отримані фотографії відбитка електронного пучка на оглядовому вікні, які показані на рис. 5.82. Фотографії були зроблені за наступних параметрів: величина магнітного поля в однорідній області 0,26 Т, напруга пучка 2,3 кВ, струм пучка 30 мА. Зменшення величини

магнітного поля в області однорідного магнітного поля і в області емітера дозволило знизити напругу пучка при збереженні високої величини пітч-фактора і низьких розкидів швидкостей електронів, що добре узгоджується з результатами траєкторного аналізу.

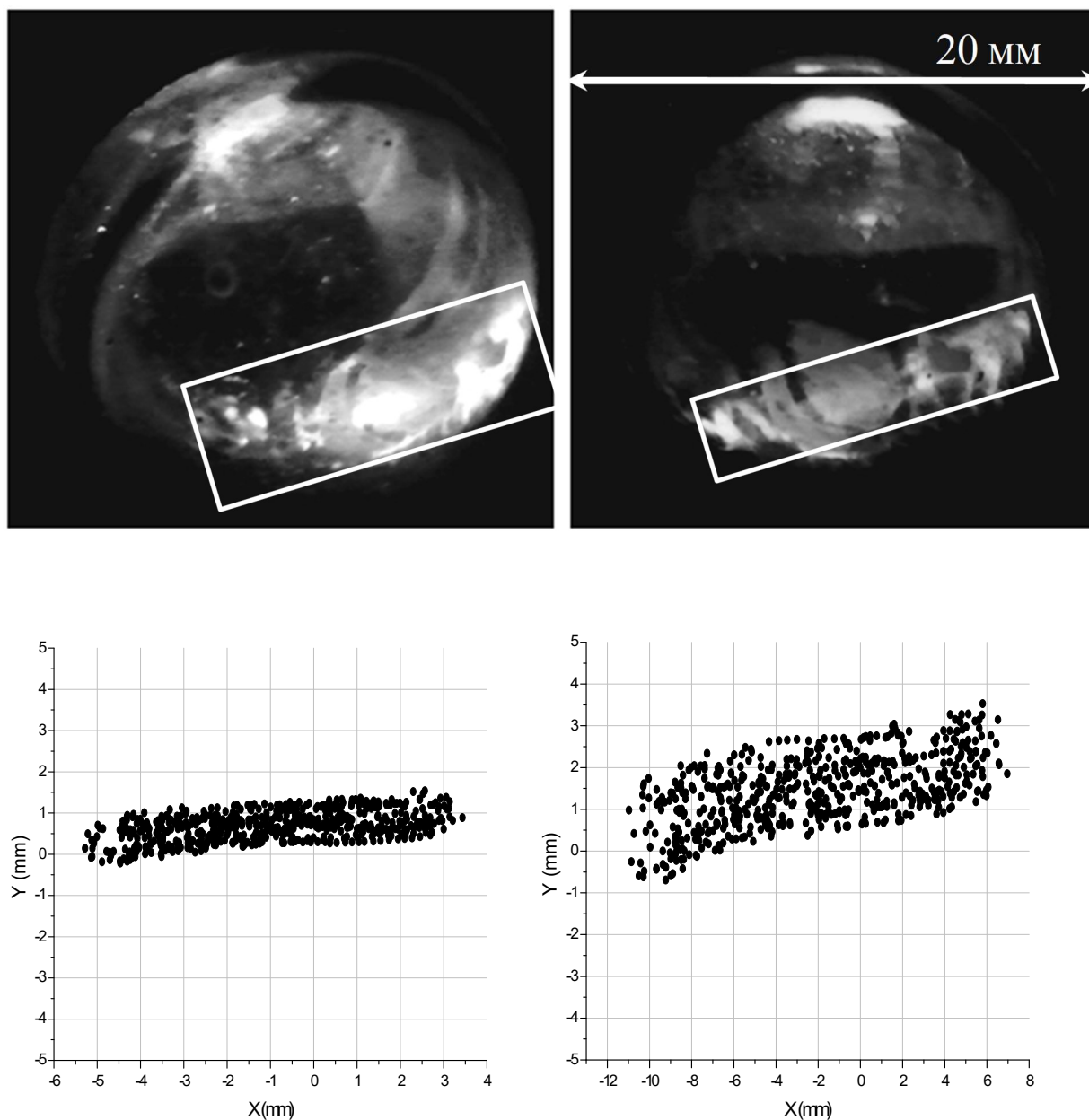


Рисунок 5.82 – Відбиток стрічкового ГЕП на оглядовому вікні (зверху) та розподіл електронів в поперечному перерізі пучка в області однорідного магнітного поля і в області оглядового вікна

Яскравість світіння відбитка електронного пучка відбувається лінійно зі збільшенням напруги пучка або його струму [336-338], що спостерігалось в експерименті. За розмірами і формою світіння стає можливим оцінити розміри і форму електронного пучка. На фотографіях (рис. 5.82) видно, що пучок має прямокутний профіль без значних деформацій в поперечному перерізі.

Для даних умов було проведено траєкторний аналіз і отримано розподіл електронів в поперечному перерізі пучка в області однорідного магнітного поля і в області оглядового вікна (рис. 5.82).

Величина пітч-фактора електронного пучка, зображеного на рис. 5.82, становить близько 1. Збереження величини пітч-фактора пучка обумовлено пропорційним зменшенням як магнітного поля в однорідній області і області емітера, так і величини напруги пучка. Спотворення в профілі електронного пучка в області оглядового вікна викликані магнітним полем, що адіабатично зменшується.

В результаті був експериментально сформований і досліджений стрічковий ГЕП з величиною пітч-фактора порядку одиниці при розкидах компонент швидкостей електронів, що не перевищують 15 %, що є достатнім для використання подібного стрічкового ГЕП в дводзеркальних МЦР.

5.7 Збудження коливань дводзеркальних резонаторів стрічковим ГЕП

Для перевірки якості стрічкового ГЕП, сформованого планарною МІГ в діапазоні напруг пучка 12кВ зі струмом пучка 1А, було проведено комп'ютерне моделювання процесу взаємодії ГЕП з ВЧ полем планарного резонатора. Конструкція планарного резонатора була запропонована в роботі [286], де в запропонованій схемі планарного гіротрона дифракційний вивід випромінювання здійснюється в поперечному напрямку, щодо якого система є відкритою, коли вздовж прольоту пучка хвилевід має закритичні звуження.

Поперечний дифракційний вивід випромінювання також дозволяє забезпечити селекцію мод внаслідок відмінності дифракційних втрат мод з різним числом варіацій ВЧ поля. Селекція мод досягається в тому випадку, коли різниця частот між сусідніми модами перевищує смугу циклотронного резонансу:

$$c\pi / b_0 \geq \omega / 2N \quad (5.28)$$

де b_0 – відстань між дзеркалами, $N = \omega_H l_z / 2\pi V_{\parallel 0}$ – кількість циклотронних обертів у просторі взаємодії – l_z , $\omega_H = eH_0 / mc\gamma_0$ – гірочастота, $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0}c$ та $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0}c$ – поздовжня та поперечна компонента швидкості часток, $\gamma_0 = (1 - \beta_{\parallel 0}^2 - \beta_{\perp 0}^2)^{-1/2}$ – релятивістський мас фактор. Звідси допустима відстань між дзеркалами повинна задовольняти наступній умові:

$$b_0 \leq N\lambda \quad (5.29)$$

що в декілька разів більше ніж у випадку подібного критерія для радіуса резонатора класичного гіротрона. Структура високочастотного поля в такому випадку буде відповідати з TE_s модою планарного хвилевода, а частота відсічки буде визначатися за наступною формулою:

$$\omega_{c0} = \pi sc / b_0 \quad (5.30)$$

Також крім можливості механічної перебудови частоти перевагою даної електродинамічної системи є те, що структура ВЧ поля в ній подібна до структури в прямокутному хвилеводі. Отже, під час збільшення ширини дзеркал пляма поля також збільшується і при використанні більш широкого стрічкового

ГЕП можна домогтися збільшення вихідної потужності не змінюючи відстані між дзеркалами і не згущуючи спектр власних частот.

Оскільки в такій геометрії електродинамічної системи вивод випромінювання здійснюється в поперечному напрямку, то на конструкцію магнітної системи накладаються певні обмеження. Перший варіант магнітної системи, яка використовувалася в даному розрахунку, це соленоїд з великим діаметром, а випромінювання виводиться через поздовжньо-поперечний дифракційний вивід. Другий можливий варіант – це використання магнітної системи типу котушок Гельмгольца, де з'являється можливість виводити випромінювання безпосередньо в поперечному напрямку. Зовнішній вигляд планарного резонатора з поперечним дифракційним виводом енергії зображений на рис. 5.83.

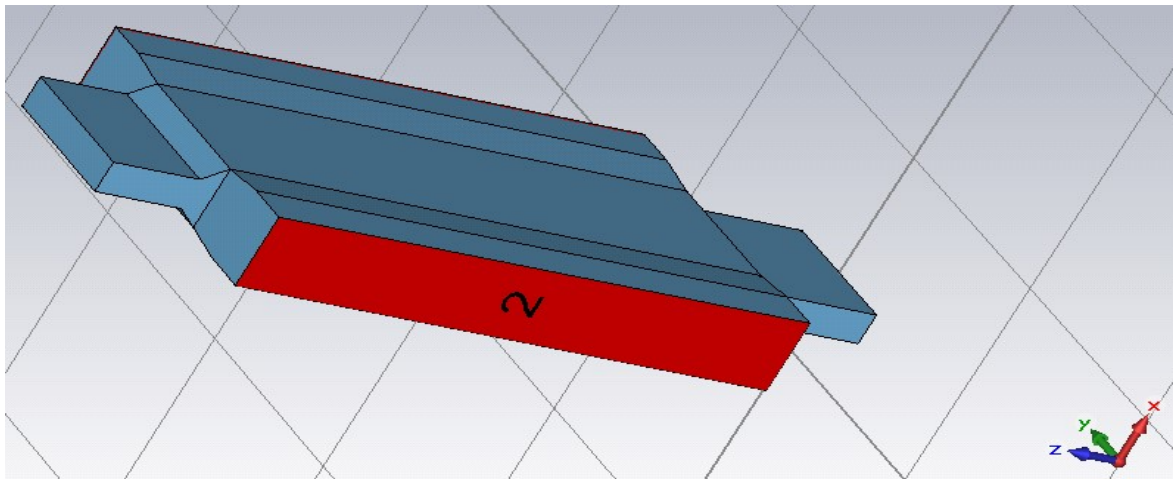


Рисунок 5.83 – Електродинамічна система планарного гіротрона

В ході комп'ютерного моделювання була отримана стаціонарна генерація на TE_{031} моді планарного хвилеводу за величини індукції магнітного поля 2,75Т. За оптимальної довжини резонатора потужність випромінювання становила 2кВт, що відповідає ККД $\approx 15\%$. Розподіл напруженості електричного поля в планарному резонаторі в режимі стаціонарної генерації зображено на рис. 5.84.

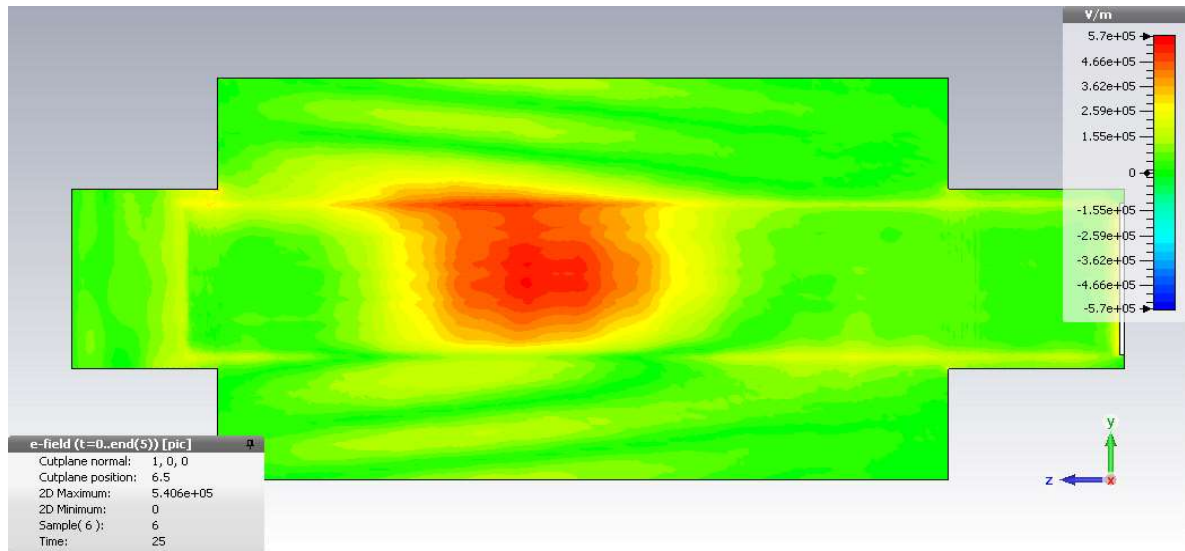


Рисунок 5.84 – Розподіл напруженості електричного поля в планарному резонаторі

З рис. 5.84 видно, що ВЧ поле має одну поздовжню варіацію, а вивід енергії електромагнітних коливань здійснюється в напрямку перпендикулярному руху електронів стрічкового ГЕП.

Спектр генерації коливань зображений на рис. 5.85, де видно одночастотну генерацію на частоті 75,3 ГГц.

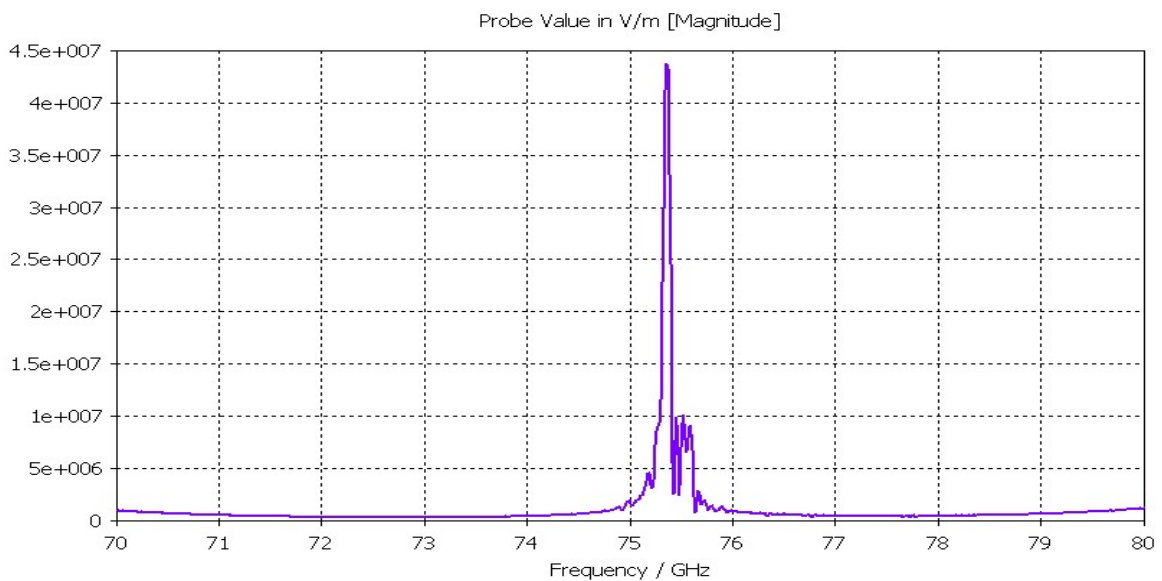


Рисунок 5.85 – Спектр випромінювання планарного гіротрону зі стрічковим ГЕП

Результати комп'ютерного моделювання свідчать про можливість формування стрічкових ГЕП з параметрами, прийнятними для селективного збудження дводзеркальних резонаторів.

Для можливості експериментального дослідження планарної МІГ з напругою пучка 5кВ, індукція ведучого магнітного поля в максимумі становила величину порядку 0,3 Т. Для перевірки якості низьковольтного стрічкового ГЕП необхідно провести аналіз процесу взаємодії електронного пучка з високочастотним полем конфокального резонатора, що складається з двох циліндричних дзеркал. Однак поперечні і поздовжні розміри конфокального резонатора повинні в кілька разів перевищувати робочу довжину хвилі, а під час роботи в діапазоні частот, які відповідають циклотронній частоті обертання електронів при індукції магнітного поля порядку 0,3 Т, поперечні розміри резонатора вийдуть не сумісними з наявними магнітними системами. У зв'язку з цим розрахунок електродинамічної системи поведився для 4-х міліметрового діапазону довжин хвиль. Також була проведена оптимізація конструкції низьковольтної МІГ для роботи в магнітному полі з індукцією близько 2,8 Т, а сформований пучок був використаний для комп'ютерного моделювання процесу взаємодії стрічкового ГЕП з ВЧ полем конфокального резонатора.

Зовнішній вигляд конфокального резонатора, що складається з двох циліндричних дзеркал довжиною 26,25 мм с розрізними кільцями по краях, представлений на рис. 5.86. Відстань між дзеркалами відповідає робочій моді коливань TE_{03} і в розглянутому частотному діапазоні становить 6 мм. Радіуси кривизни дзеркал є рівними 6 мм. Внутрішній радіус розрізних кілець становить 4 мм з боку МІГ і 5 мм з боку колектора, товщина кілець становить 1мм. Отже, даний резонатор є короткофокусним з характерними розмірами, порівнянними з довжиною хвилі порушуваних коливань. В роботі [339] експериментально показано, що короткофокусні відкриті резонатори мають розріджений спектр коливань. При цьому розподіл полів в таких електродинамічних системах описується тими ж функціями, що і в відкритих резонаторах з довгофокусними дзеркалами. Таким чином, можна сказати, що коливання TE_{03} будуть мати малі

дифракційні втрати в тому випадку, якщо ширина дзеркал $2b \geq 4w_1$ [340], де w_1 - радіус плями поля розглянутого колювання на дзеркалах, а $2b$ - ширина дзеркал. Радіус кривизни дзеркал в разі конфокального резонатора дорівнює відстані між ними, а ширина дзеркал в результаті проведених розрахунків склала 10 мм.

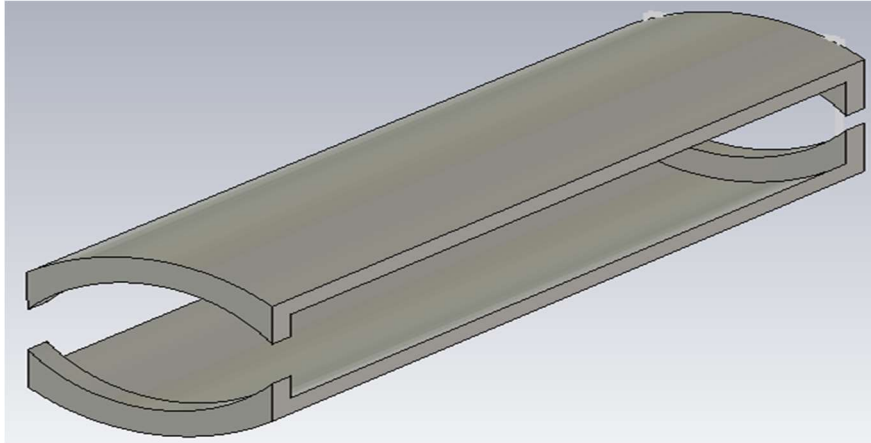


Рисунок 5.86 – Конструкція конфокального резонатора

Розподіл напруженості електричного поля в поперечному перерізі резонатора для моди TE_{03} показано на рис. 5.87.

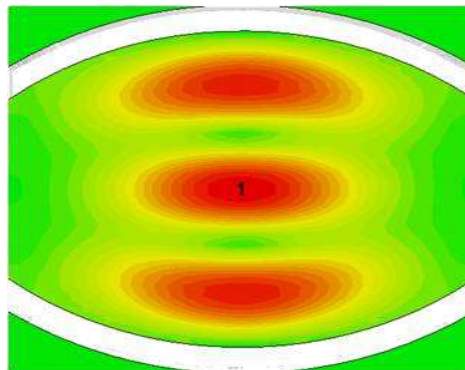


Рисунок 5.87 – Розподіл напруженості електричного поля в поперечному перерізі конфокального резонатора для моди TE_{03}

З рис. 5.87 видно, що один з максимумів електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі розташований в центрі системи, тож стрічкового ГЕП буде перебувати в плямі поля резонатора, що дозволить використовувати весь

електронний пучок і підвищити ефективність взаємодії електронів з ВЧ полем резонатора.

Оскільки подібна конструкція електродинамічної системи передбачає можливість механічної перебудови частоти, була розрахована залежність власної частоти конфокального резонатора на моді TE_{03} від відстані між дзеркалами, яка показана на рис. 5.88. Пунктирною лінією зображена перебудова частоти, яка розрахована аналітично, для відкритого конфокального резонатора зі сферичними дзеркалами [341, 342].

З рис. 5.88 видно, що під час зміни відстані між дзеркалами частота високочастотних коливань на моді TE_{03} змінюється в широких межах. При цьому дисперсійна залежність має нелінійний характер.

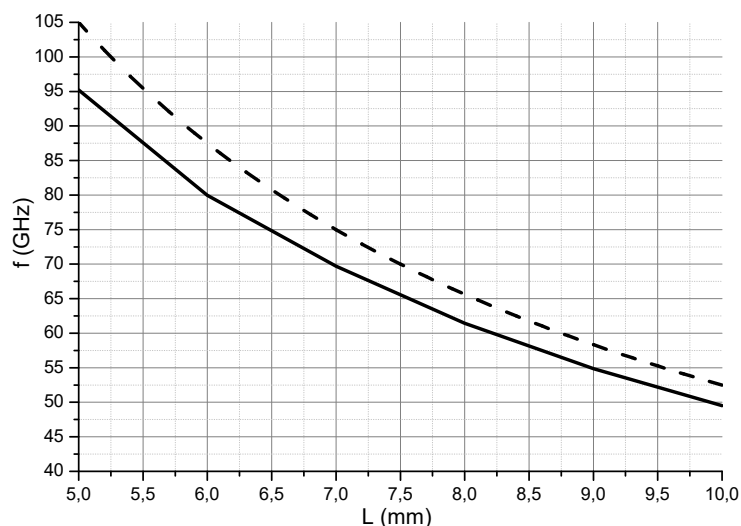


Рисунок 5.88 – Залежність власної частоти конфокального резонатора на моді TE_{03} від відстані між дзеркалами

Для отримання магнітного поля з необхідними характеристиками, як в області формування стрічкового ГЕП, так і в області взаємодії, в розрахунку була використана імпульсна магнітна система. Конструкція магнітної системи була запропонована в ІФ РАН (м. Нижній Новгород). Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля по довжині системи показано на рис. 5.89.

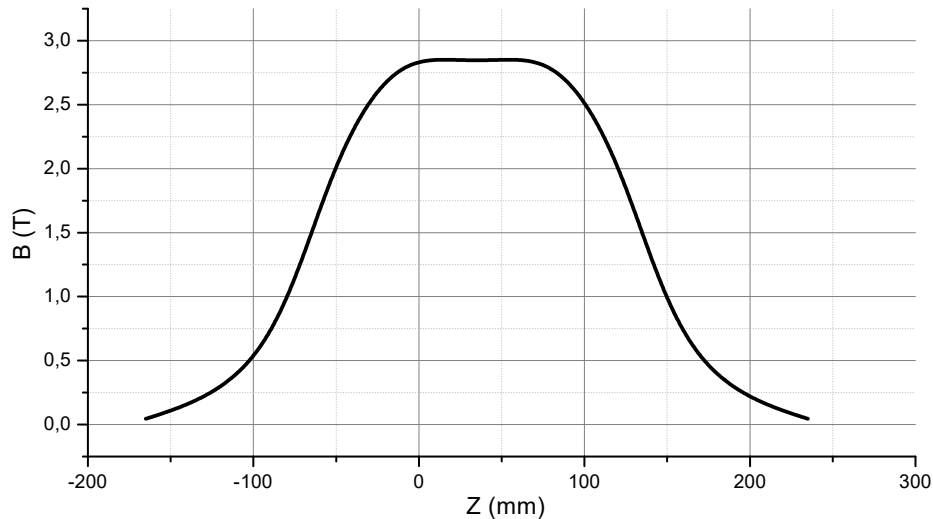


Рисунок 5.89 – Розподіл магнітного поля вздовж осі системи

Магнітна система забезпечує магнітне поле порядку 2,9 Т з високим ступенем однорідності в області взаємодії. Неоднорідність магнітного поля не перевищує 0,2 %.

Оптимізована конструкція низьковольтної планарної МІГ з параметрами: напруга пучка до 5 кВ, струм пучка 300 мА, величина магнітного поля в області однорідного магнітного поля 2.8 Т, дозволила сформувати стрічковий ГЕП з пітч-фактором порядку одиниці, а середньоквадратичний розкид поздовжніх і обертальних компонент швидкостей електронів не перевищує 15 %. Конфігурація і профіль поперечного перерізу електронного пучка в області взаємодії зображені на рис. 5.90-5.91.

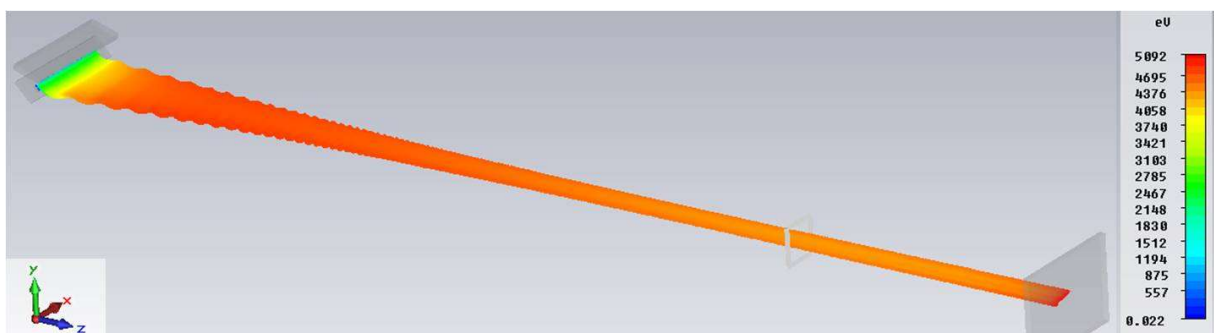


Рисунок 5.90 – Траєкторія стрічкового ГЕП

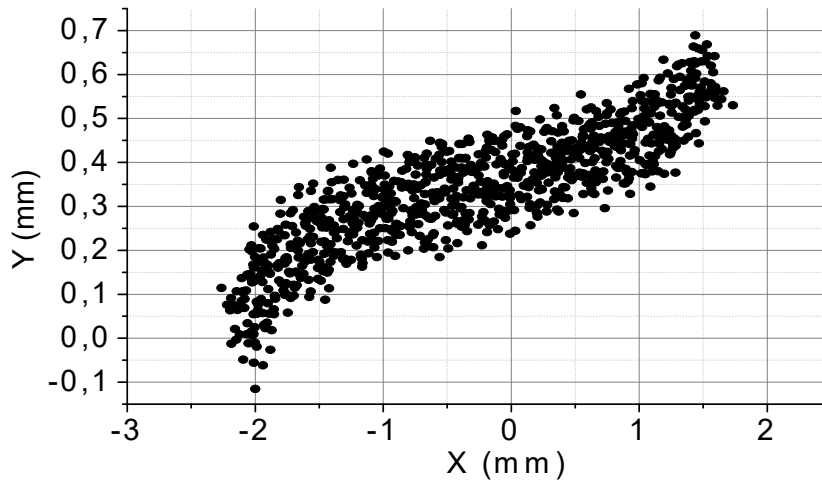


Рисунок 5.91 – Профіль стрічкового ГЕП в області однорідного магнітного поля

Компресія ГЕП в адіабатично зростаючому магнітному полі становить близько 30 %. Збільшений розкид швидкостей електронів ГЕП і деформація профілю пучка виникає через велику протяжність ділянки формування пучка, який необхідний для досягнення величини пітч-фактора порядку одиниці. Довжина ділянки формування пучка залежить від використовуваного діапазону напруг пучка і величини магнітного поля.

В результаті комп'ютерного моделювання процесу взаємодії електронного пучка з високочастотним полем конфокального резонатора була отримана стійка генерація на TE_{031} моді конфокального резонатора на частоті 80,63 ГГц з ККД близько 14 %. Розподіл напруженостей електричного і магнітного полів по довжині резонатора і в поперечному перерізі зображено на рис. 5.92.

Як видно з рис. 5.92, в конфокальному резонаторі збуджується TE_{031} мода коливань, з однією поздовжньою варіацією високочастотного поля. Розподіл енергії електронів в стрічковому ГЕП в процесі стаціонарної генерації показано на рис. 5.93.

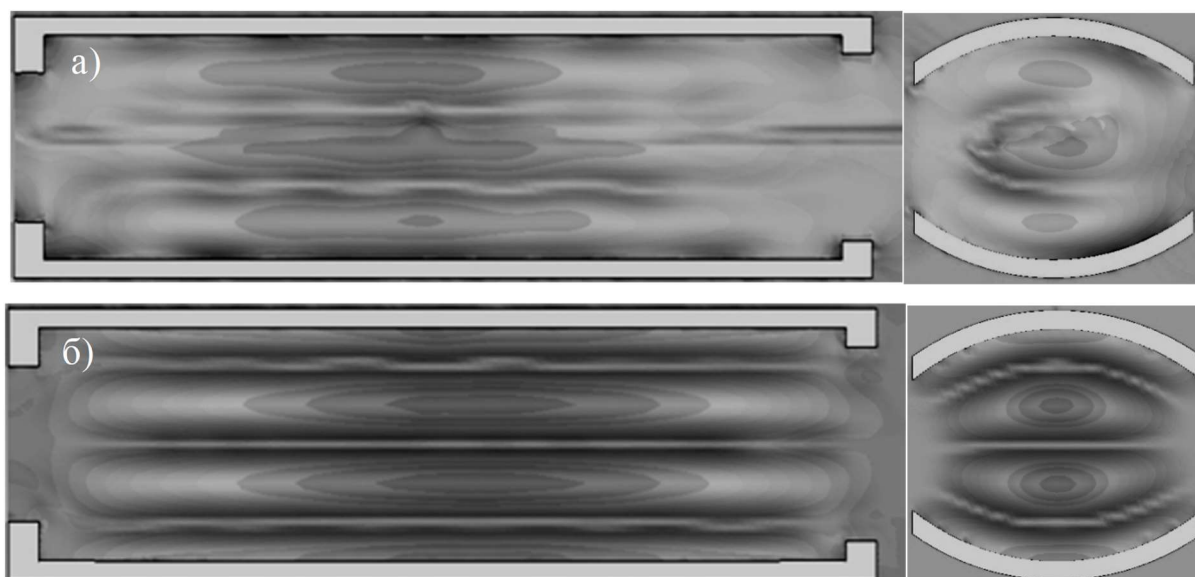


Рисунок 5.92 – Розподіл напруженостей електричного (а) і магнітного (б) полів в поперечному перерізі і по довжині конфокального резонатора

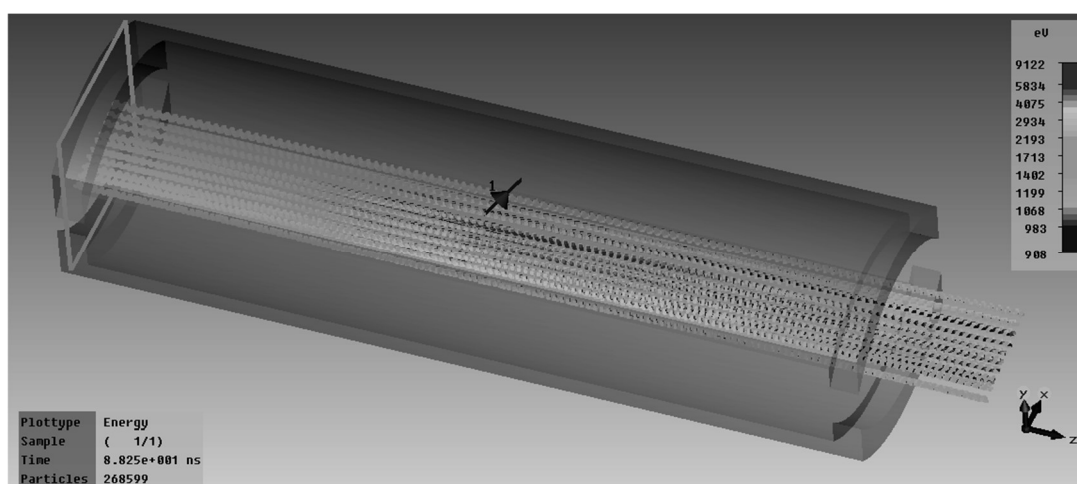


Рисунок 5.93 – Розподіл енергії електронів в стрічковому ГЕП в процесі стаціонарної генерації

З рис. 5.93 видно електронний згусток, який утворюється в області максимальної напруженості електричного поля. Спектр випромінювання (рис. 5.94) демонструє одночастотну генерацію на частоті 80,63 ГГц з шириною смуги близько 5 МГц.

Результати комп'ютерного моделювання свідчать про можливість ефективного використання низьковольтного стрічкового ГЕП в МЦР з дводзеркальними електродинамічними системами.

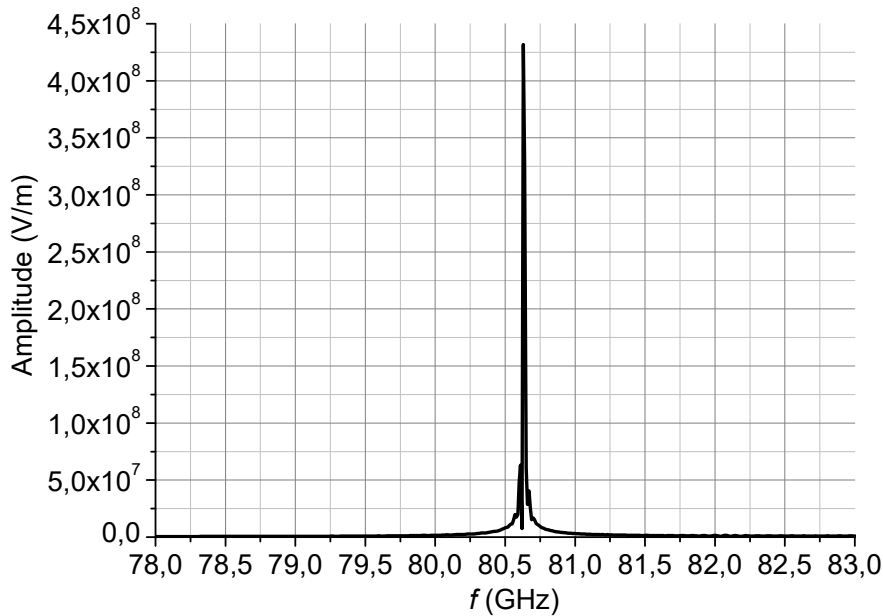


Рисунок 5.94 – Спектр генерируемых колебаний

5.8 Висновки до розділу 5

В цьому розділі проведено теоретичне та експериментальне дослідження режимів роботи низьковольтних МЦР як з традиційною, так і дводзеркальною геометріями. По основних результатів можна віднести такі:

Експериментально отримано генерацію електромагнітного випромінювання в МЦР з циліндричним резонатором та низьковольтним гвинтовим електронним пучком та вперше показано вплив додаткового механізму групування електронів в слабо неоднорідному магнітному полі.

Вперше отримано ефективну низьковольтну генерацію двопучкового гіротрону в діапазоні робочих частот 300-400ГГц. Отримано генерацію з

потужністю 60Вт на частоті 400ГГц у гіротроні з прискорювальною напругою 5.4кВ, у той час як мінімальна напруга генерації склала 2.4кВ, що добре узгоджується з моделюванням. За результатами моделювання показано можливість ще більшого зниження прискорювальної напруги за умови застосування компактної магнетронно-інжекторної гармати, що формує гвинтовий електронний потік з більшим пітч-фактором у діапазоні низьких напруг.

За допомогою чисельного моделювання вперше отримано геометрії планарних магнетронно-інжекторних гармат, що генерують стрічкові гвинтові електронні потоки з пітч-факторами більше одиниці з прискорювальною напругою 12кВ та струмом пучка 1А, а також з напругою 5кВ та струмом пучка 0.3А.

Вперше експериментально сформовано стрічковий ГЕП з шириною 10мм та мінімальними спотвореннями профіля пучка в області однорідного магнітного поля з пітч-фактором 1.1, розкидом обертальної компоненти швидкості електронів 10%, повздовжньої 14% з напругою 5кВ та струмом пучка до 300 мА.

Методами чисельного моделювання вперше показано можливість стійкої одночастотної генерації з ефективністю порядку 15% у результаті взаємодії отриманого стрічкового ГЕП з ВЧ полями планарного резонатора, та з ефективністю 14% з полями конфокального резонатора з двох циліндричних дзеркал у діапазоні 75 ГГц.

Результати цього розділу опубліковані в роботах [1, 2, 4, 5, 7, 8, 17, 23, 24, 27–32, 35].

РОЗДІЛ 6

СТАБІЛІЗАЦІЯ ТА КОНТРОЛЬ ВИХІДНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЕЛЕКТРОННО-ВАКУУМНИХ ПРИЛАДІВ З ВИКОРИСТАННЯМ ЗОВНІШНІХ БАГАТОКОНТУРНИХ ПІД РЕГУЛЯТОРІВ

6.1 Вступ

Багато практичних застосувань, такі як підвищення чутливості ЯМР-ДПЯ спектроскопії, вимагають високої стабільності вихідної потужності генератора електромагнітних коливань міліметрового та субміліметрового діапазонів протягом надзвичайно тривалого періоду часу [343-351]. Вихідна потужність електронно-вакуумних приладів залежить від багатьох параметрів, як керованих, так і некерованих. Контрольовані параметри – це прискорювальна та анодна напруги, профіль та величина магнітного поля, значення струму нагрівача гармати тощо. До некерованих параметрів, як правило, відносять: значення тиску остаткових газів в електронно-вакуумному приладі під час осідання електронів пучка на елементах електродинамічних систем; зміна струму пучків під впливом іонізації молекул газу а також вторинної електронної емісії завдяки бомбардуванню електронним пучком елементів конструкції приладів; зміна емісійних характеристик матеріалів емітерів в результаті бомбардування катоду іонами та вторинними електронами, а також у разі розігріву поверхні емітеру електромагнітним випромінюванням; теплові розширення елементів електродинамічних конструкцій під час осідання електронів пучка а також за рахунок омичних втрат хвиль, що збуджуються, та інші. До джерел живлення електронно-оптичних систем приладів висуваються вимоги зі зменшення рівнів пульсацій напруги, однак навіть коливання напруги з малими амплітудами разом із зміною неконтрольованих параметрів можуть призводити до суттєвих коливання вихідної потужності електронно-вакуумних приладів та навіть до зривів генерації. Протидіяти цьому відхиленню потужності можливо зміною

деякого контрольованого параметра для компенсації відхилення. У роботі [352] було застосовано управління зворотним зв'язком струму нагрівача гармати для стабілізації струму пучка гіротрона. Однак було показано, що цього недостатньо для високої стабілізації потужності (відхилення потужності становило близько 2-3%). У роботах [353, 354] було використано управління зворотним струмом нагрівача для стабілізації потужності. Як результат, протягом тривалого часу роботи було досягнуто коливань 0,8%.

У даному розділі дисертаційної роботи для стабілізації вихідної потужності та частоти гіротронів та клинотронів було реалізовано багатоконтурний пропорційно-інтегро-диференційний (ПІД) контроль зворотного зв'язку, що базується на залежності вихідної потужності приладів як від напруг електронно-оптичної системи, так і від струму пучка, а також від залежності струму пучка від струму нагрівача гармати. Також проведено дослідження явища розширення спектральної лінії генерації клинотронів субміліметрового діапазону від пульсацій напруги, що живить ЕОС, та від щільності струма електронного пучка.

6.2 Стабілізація вихідних характеристик клинотронів мм та субмм діапазонів

Прилади черенковського типу володіють електронним перестроюванням частоти в широкому діапазоні завдяки властивостям систем, що сповільнюють рух хвиль. Однак розкид швидкостей електронів пучка може призводити до суттєвого розширення спектральної лінії випромінювання та навіть до збудження багаточастотного режиму генерації. З метою високостабільної роботи необхідно зменшити вплив флуктуації та випадкової модуляції струму електронного пучка, що пов'язано з мерехтіннями катоду та релаксаційними коливаннями, які відбуваються під впливом вторинної електронної емісії у разі

осідання електронного пучка на елементи конструкції клинотрона. Стабільність частоти генерації ЛЗХ серії ОВ лежить в діапазоні $\delta f/f=10^{-4}-10^{-5}$ [355], що поступається компактним гіротронам на другій циклотронній гармоніці, які застосовуються в експериментах ЯМР - ДПЯ спектроскопії [356].

Клинотрони мають достатньо широкий діапазон електронного перестроювання частоти, однак завдяки відсутності поглинача в області колектора вплив відбиттів хвиль розділяє цей діапазон на декілька смуг з різними крутизнами дисперсійної залежності. Таким чином, зміна частоти генерації пропорційна зміні напруги пучка домноженої на коефіцієнт крутизни в робочій смузі: $df = S_U \cdot dU$, де S_U – крутизна дисперсійної залежності, dU – стабільність напруги. Зокрема, у 400ГГц ЛЗХ-клинотрона нестабільність напруги пучка на рівні 5мВ може призводити до нестабільності частоти до 25МГц (рис. 6.1).

Відповідно до вимог ЯМР-ДПЯ спектрального аналізу, девіація частоти джерела випромінювання для динамічної поляризації ядер повинна бути значно менша частоти ЯМР. Таким чином, для 600МГц ЯМР спектрометра частота джерела електромагнітного випромінювання для ДПЯ складає 395 ГГц (рис. 6.2), та нестабільність частоти не повинна перевищувати 10 МГц.

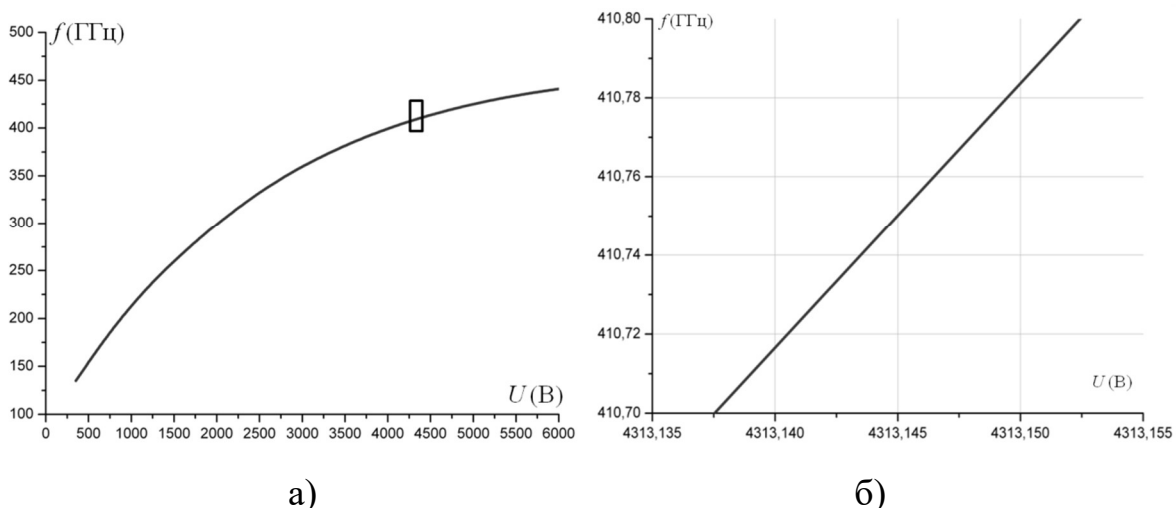


Рисунок 6.1 – Дисперсія 400ГГц ЛЗХ-клинотрона для розрахунку впливу нестабільності напруги пучка на зміни частоти

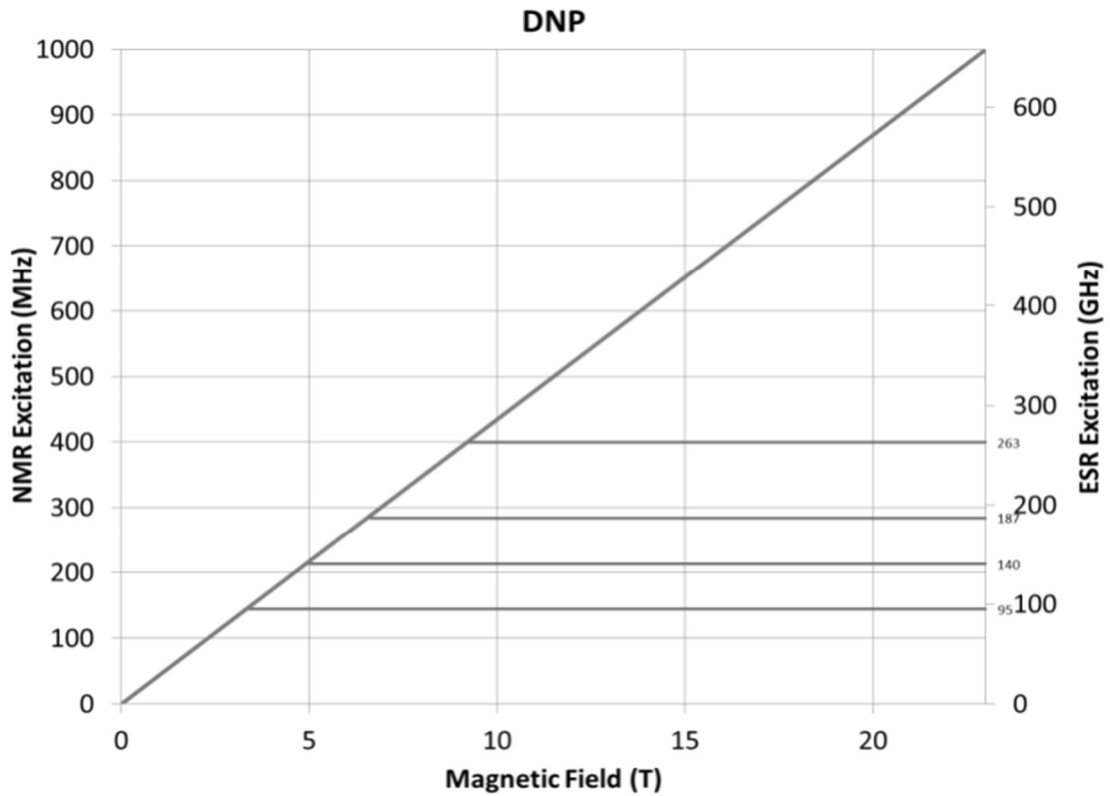


Рисунок 6.2 – Зв'язок частот та магнітного поля ЯМР-ДПЯ спектрометрів [357]

Стабілізацію частоти випромінювання електронно-вакуумних джерел, які мають електронне перестроювання частоти можна здійснювати за допомогою фазового автопідстроювання частоти (ФАПЧ) або за допомогою частотного автопідстроювання (ЧАП). Метод стабілізації частоти випромінювання ФАПЧ був розроблений для стабілізації частоти випромінювання ЛЗХ типу ОВ та з його допомогою були отримані значення стабільності частоти випромінювання ЛЗХ на 377 ГГц всього декілька кГц [169].

Використання клинотрону зі схемою стабілізації ФАПЧ ускладнено як резонансним характером залежності вихідної потужності від частоти генерації, так і застосуванням товстих інтенсивних електронних пучків, що рухаються під кутом до поверхні гребінки та призводить до більш складних спектральних характеристик випромінювання [358-362]. В межах однієї зони генерації, що за напругою згідно характеристик електронного перестроювання частоти в клинотронах субміліметрового діапазону складає від 50 до 200В, метод автоматичного підстроювання частоти може бути реалізовано за допомогою

зовнішнього контура зі змішувачем та аналізатором спектра, коли частота вимірювань порівнюється з заданою та сигнал, пропорційний похибці, подається в контур живлення ЕОС.

Одними з важливих факторів, що впливають на стабільність параметрів випромінювання клинотронів, є теплове навантаження на елементи електродинамічної структури в результаті осідання щільного електронного пучка. Так, теплові уходи елементів конструкції гармати і електродинамічної системи призводять до нестабільностей частоти і потужності випромінювання, локальний перегрів елементів гребінки і колектора може призводити до погіршення вакууму в приладі і, як наслідок, до погіршення параметрів емісії та флуктуацій струму електронних пучків. З метою реалізації зовнішніх контурів стабілізації параметрів випромінювання необхідні високовольтні джерела живлення з прецизійним безінерційним зовнішнім управлінням.

Енергії електронних пучків клинотронів значно перевищують енергії в традиційних ЛЗХ, що зумовлює більш високі вимоги до високовольтних джерел живлення. Джерела живлення клинотронів, що були розроблені в ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України, забезпечують достатню потужність у діапазонах напруги до 6кВ з рівнями пульсацій в десятки мВ. Для зменшення рівня нестабільності високовольтної напруги в джерелах живлення реалізована схема стабілізатора напруги на генераторному пентоді ГУ-81М, коли сигнал похибки, що пропорційний різниці сигналів з дільника високовольтної напруги та опорного, змінює сіткову напругу лампи ГУ-81М. В такій схемі падіння напруги на лампі контролюється у невеликих діапазонах напруг, що перемикаються в ручному режимі, так само як і зміна коефіцієнтів високовольтного дільника. Таким чином, застарілі принципи роботи таких джерел не дозволяють реалізувати зовнішню стабілізацію приладів.

В даній роботі було розроблено високостабільне високовольтне джерело живлення з можливістю безінерційного зовнішнього управління на основі широтно-імпульсно-модуляційного перетворення напруги типу повний міст (рис. 6.3). Перетворення здійснюється в діапазоні частот 30-100 кГц.

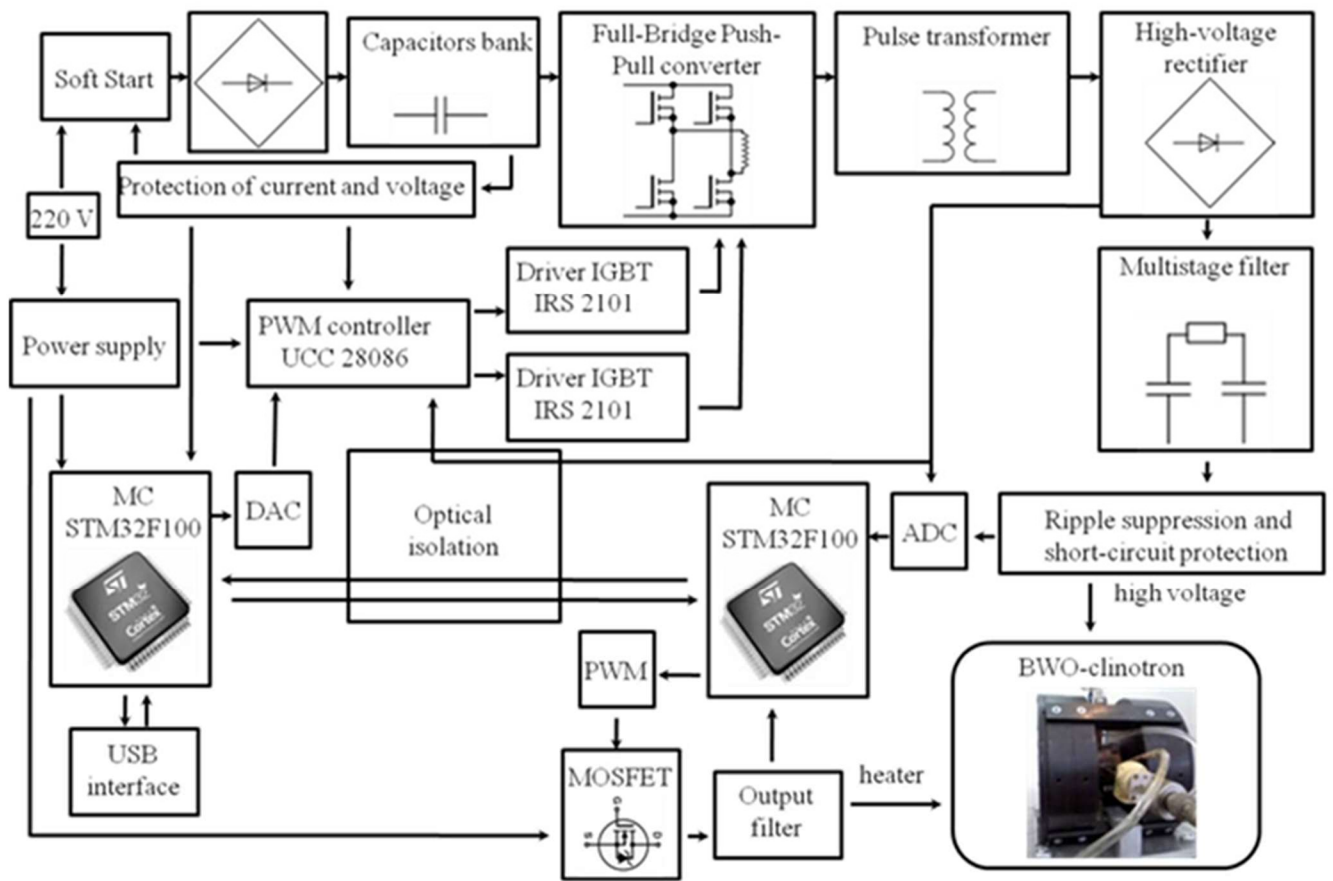


Рисунок 6.3 – Принципова схема блоку живлення клинотрона

Для підвищення потужності був розроблений багатосекційний високовольтний трансформатор з коефіцієнтом трансформації до 30, з великим діапазоном напруг від 0 до 6 кВ і навантажень від 10 мА до 200 мА. Узгодження ШІМ перетворювача з високовольтним трансформатором в широкому діапазоні навантажень реалізовано за допомогою перетворювача прямокутних імпульсів, що формуються ШІМ перетворювачем, в синусоїдальні.

Нестабільність високовольтної напруги в такій схемі склала сотні мВ, що було зменшено завдяки додатковому стабілізатору напруги, реалізованому на прохідному польовому MOSFET транзисторі та прецизійному підсилювачі помилки ОУ AD8538. Стабілізатор дозволив знизити амплітуду пульсацій високовольтної напруги до 10-50 мВ у широкому діапазоні навантажень. Прецизійний ЦАП дозволяє змінювати вихідну напругу з кроком до 100 мВ, що визначає діапазон перестроювання частоти випромінювання клинотрона.

Зовнішнє управління джерелом живлення реалізовано за допомогою USB та спеціальних команд програми Hyper Terminal і стандартних пакетів програмного забезпечення, таких як National Instruments LabVIEW, Matlab інші.

Слід зазначити, що стабілізації частоти випромінювання клинотрону можна реалізувати за допомогою зовнішнього контура ЧАП, тоді як для стабілізації потужності випромінювання потребує додаткових зовнішніх кіл. Також зазначимо, що в експериментах з ЯМР-ДПЯ спектроскопії нестабільність потужності випромінювання менше 1% вимагається на протязі 70 годин і більше безперервної роботи[351].

Стабілізація потужності випромінювання електронно-вакуумних приладів може бути реалізована шляхом управління струмом електронних пучків, що найпростіше виконати зі зміною струмом резистивного підігрівача термокатоду. Така схема стабілізації є дуже інерційна як з точки зору швидкості зміни температури емітера, так і через обмеження швидкості зміни напруги резистивного підігрівача задля його надійної роботи.

Зовнішнє управління джерелом розжарення гармати дозволяє реалізувати зворотний зв'язок за струмом електронного пучка для стабілізації потужності випромінювання клинотрона. Одним з найбільш ефективних способів стабілізації вихідної потужності в разі вакуумного електронного приладу є застосування схеми пропорційно-інтегрально-диференціального (ПІД) управління [6], як показано на рисунку 6.4.

Керуючи потужністю розжарювання емітера можна змінювати струм ЕП тим самим змінювати потужність випромінювання. Зворотній зв'язок здійснюється згідно залежностей

$$e_p(t) = P_0 - P_{meas.}(t) \quad (6.1)$$

$$I_{fil} = K_p e_p(t) + K_i \int_0^t e_p(\tau) d\tau + K_d \frac{de_p(t)}{dt} \quad (6.2)$$

де $e_p(t)$ – похибка, P_0 – бажане значення потужності випромінювання, $P_{meas.}(t)$ – потужність випромінювання, K_p, K_i, K_d – пропорційний, інтегральний та

диференціальний коефіцієнти відповідно, I_{fil} – поправка струму розжарювання емітера.

В схемі слід вибирати високе значення пропорційного коефіцієнта в порівнянні з інтегральним і диференціальним, оскільки зміна температури катода є досить інерційним процесом.

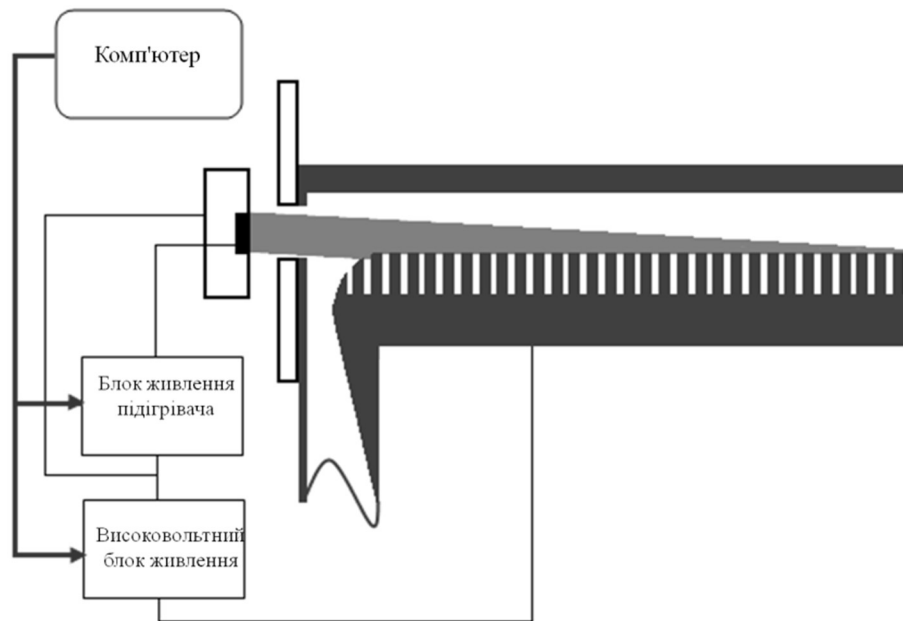


Рисунок 6.4 – Схема управління блоком живлення розжарення та блоком живлення високовольтною напругою для стабілізації випромінювання клинотрону

Для стабілізації частоти випромінювання клинотрона використовується схема зворотного зв'язку з ПД – схемою управління напругою, що прискорює. Для цього відбувається безпосереднє вимірювання частоти випромінювання клинотрону та порівняння із заданим значенням.

$$e_f(t) = f_0 - f_{meas.}(t) \quad (6.3)$$

$$U_a = K_p e_f(t) + K_i \int_0^t e_f(\tau) d\tau + K_d \frac{de_f(t)}{dt} \quad (6.4)$$

де $e_f(t)$ – похибка, f_0 – задане значення частоти випромінювання, $f_{meas.}(t)$ – частота випромінювання, K_p, K_i, K_d – пропорційний, інтегральний та диференціальний коефіцієнти відповідно, U_a – поправка напруги, що прискорює.

Схема стабілізації частоти і потужності випромінювання клинотрона за допомогою ПІД регулятора показано на рис. 6.5. Схема може бути реалізована як за допомогою ПК, так і на мікроконтролері в самому джерелі живлення, в залежності від швидкості зміни величини, що стабілізується, так як на передачу даних на ПК і назад потрібні додаткові витрати часу.

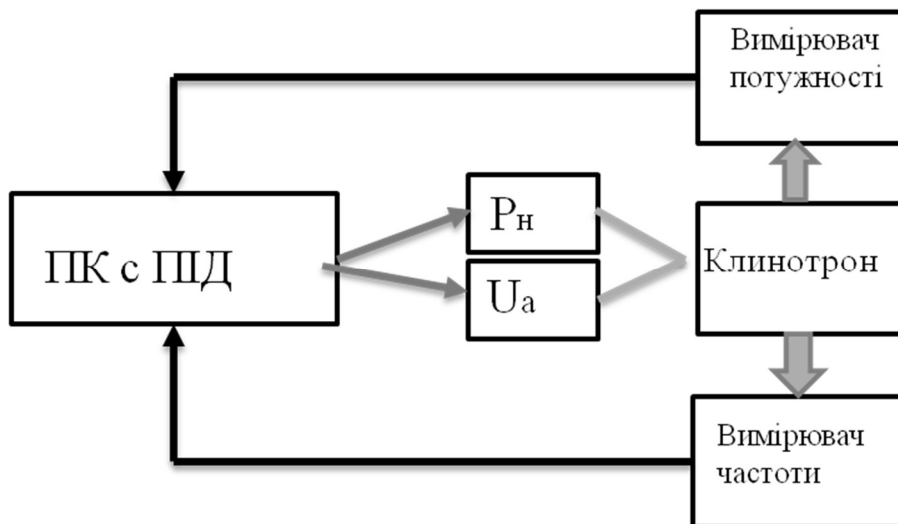


Рисунок 6.5 – Блок схема стабілізації частоти та потужності клинотрона з ПІД управлінням

Також стабілізатор високовольтної напруги і стабілізатори напруги підігріву емітера мають внутрішні контури ПІД регулювання, які дозволяють контролювати їх вихідні параметри і проводити їх коригування за тривалої роботи, що дозволяє джерелу живлення стабільно працювати при навантаженнях, що динамічно змінюються.

Вимірювання потужності випромінювання може бути реалізовано за допомогою вимірювача AV2436 з колориметричним датчиком AV87106B, який забезпечує час реакції краще ніж 13нс та дозволяє проводити вимірювання

потужності в діапазоні від 1 мкВт до 100 мВт. Вимірювач потужності з'єднується з клінотроном через хвилевідний відгалужувач, який забезпечує послаблення потужності випромінювання в 10 разів (рис. 6.6).



Рисунок 6.6 – Блок-схема вимірювання частоти та потужності випромінювання клінотрона

6.3 Експериментальне дослідження стабільності частоти та потужності випромінювання клінотронів для ДПЯ ЯМР спектроскопії

З метою застосування в ЯМР-ДПЯ спектроскопії було досліджено спектральні характеристики випромінювання клінотронів діапазону 130-400ГГц. На рис. 6.7 представлено результати дослідження спектру 300ГГц клінотрона, що проведені в Науковому центрі з розробок у дальній інфрачервоній області Університету м. Фукуї, Японія. Спектр випромінювання було досліджено за допомогою спектроаналізатора Agilent MS710C та діода-змішувача на парних гармоніках фірми Virginia Diodes VDI WR-2.8 (рис. 6.7). Ширина спектральної лінії випромінювання на рівні -3 дБ склала менше 8 МГц, в той час як в діапазоні частот від 280 до 320 ГГц ширина спектральної лінії знаходилася у діапазоні 7 ... 10 МГц.

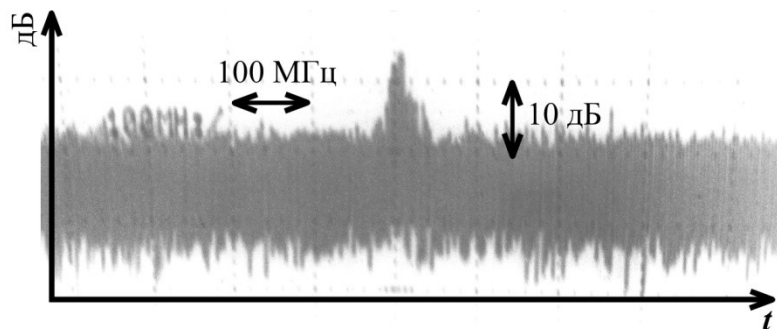


Рисунок 6.7 – Спектр генерації 300ГГц клинотрона

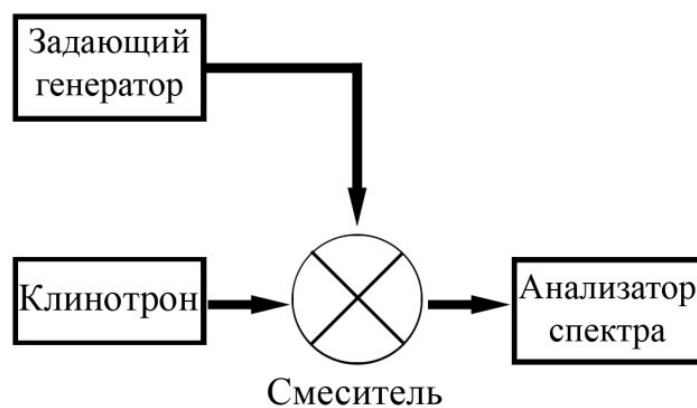


Рисунок 6.8 – Схема дослідження спектру електромагнітного випромінювання клинотрона за допомогою змішувача



Рисунок 6.9 – Генераторний модуль на клинотроні 340ГГц зі схемою ПІД контролю напруги живлення ЕОС

Спектральні характеристики досліджувалися за схемою зображеною на рис. 6.6, де в якості вимірювача частоти застосовано схему зі змішувачем (рис. 6.8).

Завдяки спеціально реалізованій схемі модуляції на частоті 18кГц амплітуди пульсацій напруги, що прискорює пучок, в розробленому джерелі живлення, було проведено дослідження ширини спектральної лінії 200ГГц клинотрону в діапазоні пульсацій напруги 0,03-3В. На рисунки 6.10 представлено спектр генерації на частоті 205,9ГГц з шириною спектральної лінії 15 МГц у разі пульсацій напруги пучка 700мВ.

Результати експериментальних досліджень залежностей ширини спектральної лінії випромінювання 300ГГц клинотрону від пульсацій напруги та величини струму електронного пучка представлено на рис. 6.11. Результати експериментального дослідження довгострокової стабілізації параметрів випромінювання 300ГГц клинотрону з використанням ПІД контролю за напругами живлення продемонструвало стабільність частоти випромінювання на рівні 5 МГц протягом 10 годин та потужності випромінювання 100 мВт з стабільністю краще 0,5 %.

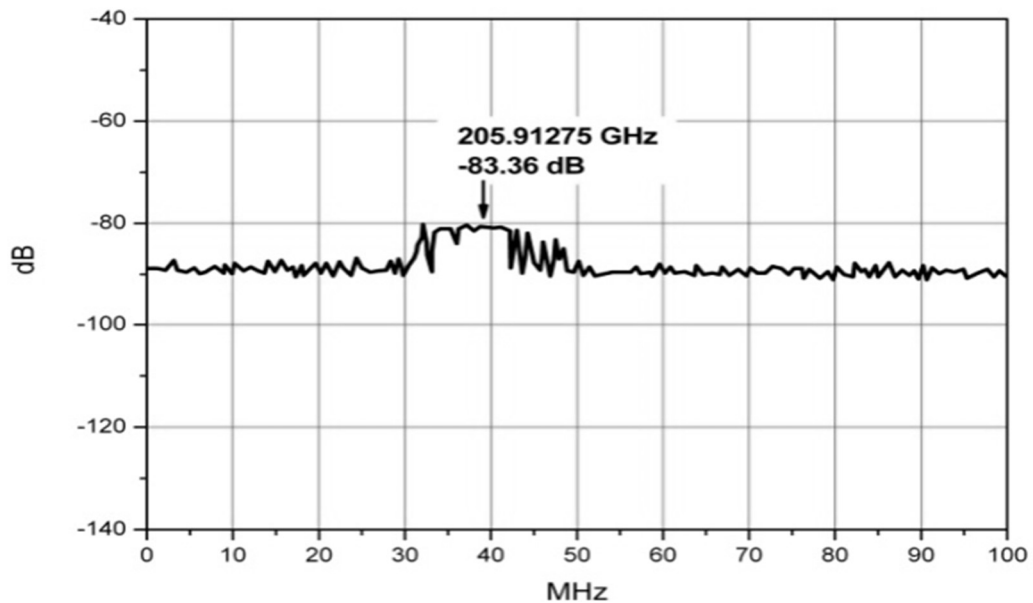


Рисунок 6.10 – Спектр випромінювання 200 ГГц клинотрона за пульсацій напруги пучка 700 мВ

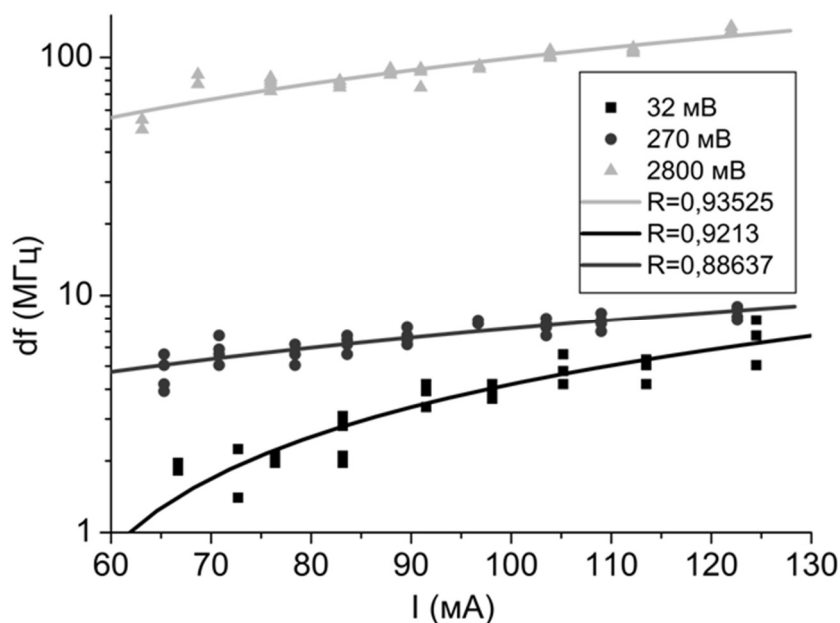


Рисунок 6.11 – Залежність ширини спектральної лінії 300 ГГц клинотрону від струму електронного пучка у разі пульсацій напруги в діапазоні 0,03-3В

6.4 Стабілізація вихідних характеристик гіротронів з триелектродною МІГ для ДПЯ ЯМР спектроскопії

У приладах гіротронного типу в енергію електромагнітного випромінювання переходить енергія обертального руху електронів ГЕП. З метою формування ГЕП з достатніми значеннями пітч-фактора в гіротронах традиційного типу застосовується МІГ, що розміщено в адіабатично зростаючому магнітному полі. Таким чином, потужність випромінювання гіротрона залежить не тільки від значення магнітного поля в області резонатора, але також і від профілю адіабатичного магнітного поля, тобто від відносини значення магнітного поля в області резонатора до магнітного поля в області гармати. Також потужність випромінювання залежить не тільки від повної енергії електронів, а й від пітч-фактора, тобто відносини поперечної і поздовжньої швидкостей електронів в МІГ [218, 363]:

$$P = \eta IU, \quad \eta = \eta_{\perp} \frac{g^2}{(1+g^2)} \cdot (1 - Q/Q_{ohm}) \cdot (U_0 - \Delta U)/U_0$$

$$\eta \approx \frac{0.26 \cdot g^{3/2} \cdot v_s^{5/4} \cdot (\lambda^{5/2} P_{ohm})^{3/4}}{(1+g^2)^{1/2} \cdot m^{1/4} \cdot U_0^{1/2} \cdot P^{1/2}}$$

де η - ККД, g – пітч-фактор, v_s – корень функції Беселя, λ - довжина хвилі випромінювання, P_{ohm} – омічні втрати в резонаторі, m – азимутальний індекс робочої моди, U_0 – напруга катода, P – потужність втрат у виводі випромінювання із резонатора.

Для забезпечення роботи гіротрона з оптимальними параметрами застосовуються крім соленоїда в області резонатора ще й додаткові котушки в області гармати, а також триелектродні МІГ, що дозволяє ефективно регулювати адіабатичне зростаюче магнітне поле і пітч-фактор. Таким чином, для стабілізації потужності випромінювання гіротрона протягом тривалого часу необхідно враховувати ще більше число параметрів на відміну від клинотрона. Разом з тим використання триелектродної МІГ дозволяє використовувати схему ПІД регулятора з двома контурами: один контур для стабілізації струму пучка шляхом управління струмом схеми розжарення, а другий – для стабілізації вихідної потужності шляхом управління анодною напругою триелектродної МІГ за постійною катодною напругою. Збільшення різниці між катодною й анодною напругами веде до збільшення пітч-фактора, і, отже, потужності випромінювання, а зменшення різниці напруг, відповідно, буде призводити до зменшення пітч-фактора і потужності. Схема запропонованого ПІД регулятора для стабілізації потужності гіротрона приведена на рис. 6.12.

Запропонована схема була вперше реалізована для стабілізації потужності 395 ГГц гіротрона в безперервному режимі генерації з використанням високовольтного блоку живлення і блоку управління напругами компанії Spellman [364], а ПІД регулятор був виконаний на основі алгоритму в програмі NI LabVIEW [365] і перетворювача сигналів NI USB-6363.

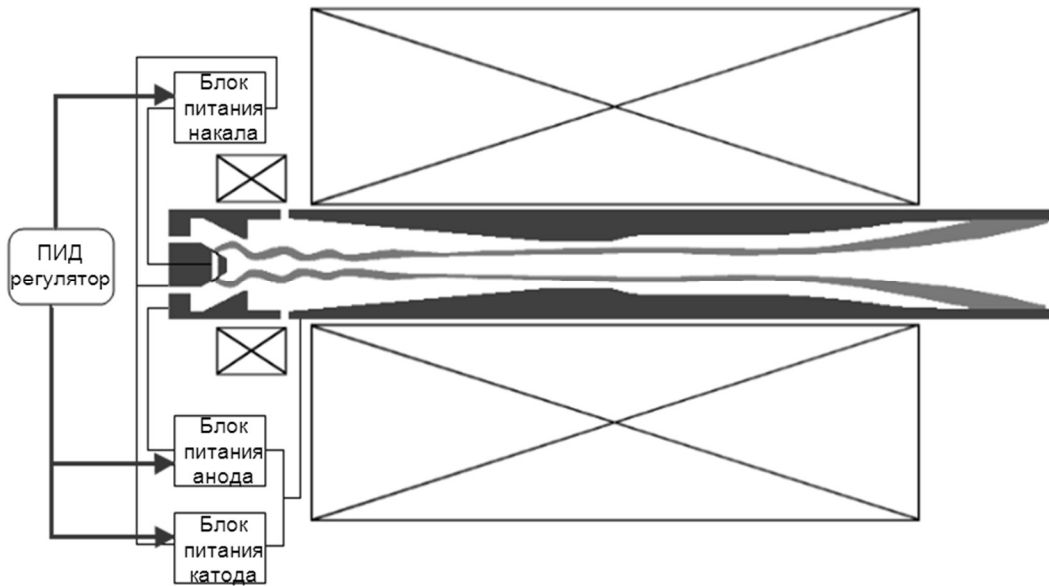


Рисунок 6.12 – Схема стабілізації потужності гіротрона за допомогою ПІД регулятора з двома контурами.

На рис. 6.13 представлені результати експериментальних досліджень запропонованої схеми з управління 395 ГГц гіротроном: верхня лінія відповідає катодного струму, стабілізоване значення якого становило 95 мА; середня лінія відповідає вихідної потужності, стабілізованою на рівні 50 Вт. Зміна анодного напруги і струму розжарення ілюструється двома нижніми лініями на рис. 6.13. Слід зазначити, що у роботі гіротрона, керованого схемою ПІД регулятора з двома контурами, дуже важливо правильно вибрати діапазон зміни анодної напруги, а також коефіцієнти ПІД регулятора. В іншому випадку робота ПІД регулятора з двома контурами може призводити до розвитку нестабільностей в роботі приладу. В результаті експериментальних досліджень було показано, що застосування ПІД регулятора для стабілізації струму пучка (ПІД регулятор з одним контуром) дозволяє зменшити пульсації потужності до 10%, що було перевірено протягом 10 годин безперервної роботи. Застосування ПІД регулятора з двома контурами дозволяє зменшити флуктуації потужності до рівня 0.5% протягом того ж часу безперервної роботи. Подальше підвищення

стабільності потужності випромінювання можливо при більш детальному вивченні природи флуктуацій.

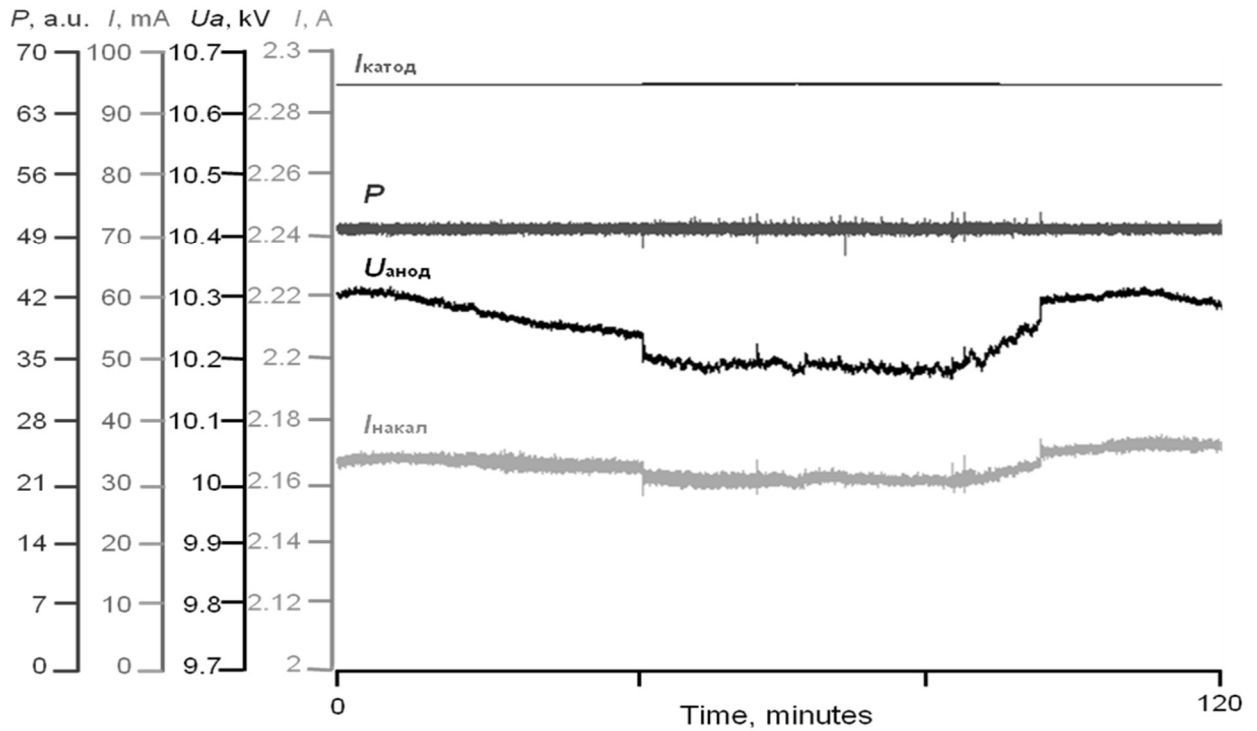


Рисунок 6.13 – Схема стабілізації потужності гіротрона за допомогою ПІД регулятора з двома контурами: $I_{\text{катод}}$ – струм в колі катода, P - потужність випромінювання, $U_{\text{анод}}$ – напруга анода МІГ, $I_{\text{накал}}$ – струм розжарення.

Робота гіротрона лише зі схемою стабілізація струму пучка струмом розжарення демонструє нестабільність потужності гіротрона $\pm 6\%$ протягом 1 години. Короткочасна нестабільність становить близько $\pm 2,5\%$ і обумовлена швидкими збуреннями (швидкі коливання джерел живлення, механічними ударами тощо).

Якщо знехтувати тимчасовими явищами та явищами гістерезису, то в стаціонарному стані потужність гіротрону є функцією від багатьох параметрів, включаючи невідомі (X):

$$P = P(U_a, U_c, I_h, B_0, I_{ad.coil}, X)$$

Для забезпечення стабілізації потужності схема стабілізації ПД змінює один параметр, щоб компенсувати зміну потужності, спричинену іншими:

$$\Delta P = \frac{\partial P}{\partial U_a} \Delta U_a + \frac{\partial P}{\partial U_c} \Delta U_c + \frac{\partial P}{\partial I_h} \Delta I_h + \frac{\partial P}{\partial B_0} \Delta B_0 + \frac{\partial P}{\partial I_{ad.coil}} \Delta I_{ad.coil} + \frac{\partial P}{\partial X} \Delta X$$

$$P = const \Rightarrow \Delta P = 0$$

Окремо розглянемо випадок високих пропорційних, високих інтегральних та високих похідних коефіцієнтів для неінерціальної системи (перехід до менших часів дискретизації).

У кожен момент часу виявлена потужність P дорівнює $P(t) = P_1(t) + \varepsilon(t)$

де P_1 - реальна потужність: $P_1 = P_0 + \delta P$ та ε - шумовий сигнал (P_0 - встановлене значення, δP - відхилення потужності з будь-якої причини). Припустимо, що власний фактор, що спричиняє відхилення потужності, змінюється з часом повільно щодо часу дискретизації.

Для пропорційного коефіцієнта для n^{th} моменту часу t_n вимірювана потужність

$$P_n = P_{1n} + \varepsilon_n$$

далі для наступного періоду часу t_{n+1}

$$P_{n+1} = P_0 + \delta P_{n+1} + k_p P'_U (\delta P_n + \varepsilon_n) + \varepsilon_{n+1} = P_0 + \delta P_{n+1} + k_p P'_U \delta P_n + k_p P'_U \varepsilon_n + \varepsilon_{n+1}$$

підсилення шуму за час Δt завдяки пропорційному коефіцієнту $k_p P'_U + 1$

накопичується як $\sum_{m=1}^n (k_p P'_U)^{m-1}$. Звідси випливає, що система ПД з високим пропорційним коефіцієнтом вимагає детектора низького рівня шуму або може застосовуватися після усереднення для великої кількості зразків (що зменшує часову реакцію).

Для випадку диференціального коефіцієнта

$$P_{n+1} = P_0 + \delta P_{n+1} + k_D P'_U (\delta P_n - \delta P_{n-1} + \varepsilon_n - \varepsilon_{n-1}) / \Delta t + \varepsilon_{n+1} =$$

$$= P_0 + \delta P_{n+1} + k_D P'_U (\delta P_n - \delta P_{n-1}) + k_D P'_U (\varepsilon_n - \varepsilon_{n-1}) / \Delta t + \varepsilon_{n+1}$$

Для випадкових шумів $\max(\varepsilon_n - \varepsilon_{n-1}) = 2\varepsilon_n$ та малих часів Δt підсилення шуму $2k_D P' / \Delta t + 1$ є значним і тому диференційний коефіцієнт ще більш чутливий до шумів і може застосовуватися за допомогою дуже низьких шумових детекторів.

У невід'ємній частині ППД виявлений сигнал інтегрований і, отже, середній рівень шуму, а оскільки середнє значення шумового сигналу дорівнює нулю, невід'ємна частина ППД слабо чутлива до випадкових шумів:

$$P(t) = P_0 + k_i P'_U \int_0^{t-\Delta t} (\delta P(t') + \varepsilon(t')) dt' + \delta P(t) + \varepsilon(t)$$

$$P(t) - P_0 = e^{-k_i P'_U t} \int_0^{t-\Delta t} (\delta P(t') + \varepsilon(t')) e^{k_i P'_U t'} dt' + \delta P(t) + \varepsilon(t)$$

$$P_{n+1} - P_0 = e^{-k_i P'_U t} \int_0^{t-\Delta t} (\delta P(t') + \varepsilon(t')) e^{k_i P'_U t'} dt' = \delta P_{n+1} + \varepsilon_{n+1} - k_i P'_U \sum_{l=1}^n (\delta P_l + \varepsilon_l) e^{k_i P'_U (l-n)t_d} \quad (1)$$

для випадкових шумів, коли спектр шумового сигналу має частоти набагато більші, ніж $k_i P'_U$, інтеграл $\int_0^{t-\Delta t} \varepsilon(t') e^{k_i P'_U (t'-t)} dt'$ є незначним, а посилення шуму інтегральної частини ППД близьке до нуля. Отже, для ППД-системи з високим інтегральним коефіцієнтом діє процедура швидкого ППД-відгуку (малий час дискретизації) з подальшим усередненням потужності. Звернемо увагу, що вищезазначені міркування справедливі для $k_i P'_U \Delta t \ll 1$, тобто час інтегрування повинен бути набагато меншим, ніж час дискретизації. Ця умова дозволяє збільшувати інтегральний коефіцієнт (і, отже, покращувати стабілізацію) при зменшенні часу дискретизації.

Оскільки а) наша вимірювальна система має достатньо високі рівні шуму і б) деякі впливаючі фактори можуть бути досить швидкими, ми опускаємо тут диференціальну частину і використовуємо лише пропорційну та інтегральну. Потім за методом Циглера-Ніколса знайдемо коефіцієнти:

$$k_p \sim 0.9T/\tau; \quad k_i \sim 0.3T/\tau^2 = 0.3k_p/\tau \quad (2)$$

Якщо $T/\tau = \text{const}$ то k_p не залежить від τ та $k_i \sim 1/\tau$, що визначається реакцією потужності на зміну кроку керуючого параметра (анодна напруга та струм розжарення). У випадку регулювання потужності струмом нагрівача система є інерційною і τ може становити до декількох десятків секунд. Це висуває такі вимоги до системи цифрової обробки: час дискретизації $t_d \ll T$, τ ($t_d < 0.5 \text{sec}$); $k_i \sim k_p/100$ 1/sec. Подібні вимоги пред'являються до детектора потужності: його інерція повинна бути менше 0,1 сек. Отже, можуть бути використані неінерційні детектори, такі як бар'єрні діоди Шотткі, а також калориметричні, такі як піроелектричні. Очевидно, що шкала секунд τ не дозволяє реагувати на будь-яке збурення швидше, ніж 1 Гц.

Основним механізмом залежності $P(U_a)$ є те, що зростання анодної напруги збільшує коефіцієнт пітч-фактору, що призводить до збільшення потужності [13, 14, 366-370]. Але також якість пучка може погіршитися, і навіть можуть з'явитися відбиті електрони. Це ускладнює залежність $P(U_a)$, і необхідна умова

$\frac{\partial P}{\partial U_a} > 0$ виконується в не такому широкому діапазоні. Друге питання полягає в тому, що якщо не використовується стабілізація струму пучка схемою розжарення, струм пучка буде змінений з U_a , що створює ризик звуження цього діапазону. Тому ми використовуємо подвійний ПІД-контроль: стабілізація як струму пучка, так і вихідної потужності.

Найбільша відмінність від попереднього випадку полягає в тому, що анодна напруга реагує майже без затримки. У випадку регулювання потужності струмом нагрівача система є інерційною і τ може становити до декількох секунд. На відміну від цього, у випадку регулювання потужності за допомогою анодної напруги відгук є дуже швидким (без затримки) і τ значно менше 1 мілісекунди, і якщо в катодній області немає затриманих електронів, то час зворотного зв'язку буде десятки сотень наносекунд. Це дозволяє збільшити k_i для вищої стабілізації, а отже, потрібні неінерційні детектори (такі як діоди Шотткі на відміну від піроелектричних та калориметричних детекторів). Але час дискретизації повинен бути набагато меншим, ніж час інтегрування. Оскільки схема

управління є цифровою, то безперервний сигнал представляється значеннями, отриманими з інтервалом t_d (час дискретизації). У цьому випадку час інтегрування для ПД повинен бути набагато вищим, ніж час дискретизації, що передбачає обмеження коефіцієнта інтеграції з цифрової системи

$$T_i = k_p/k_i \gg t_d \text{ та } k_i \ll k_p/t_d = k_p f_d \quad (3)$$

Це вказує на необхідність збільшення частоти цифрової обробки та пришвидшення обробки програмного забезпечення.

Стабілізація $(P_{max}-P_{min})/P_0$ покращується з $\pm 2.4\%$ для $k_i = 0.01$ до $\pm 1.4\%$ для $k_i = 0.05$. Подальше збільшення k_i майже не змінює цього значення, хоча обмеження на T_i не досягнуто. Однією з причин є шуми вимірювальної схеми, які не можуть бути усунені ПД, але за допомогою використання більш точного підсилювача або використання цифрового перетворювача з більш високою частотою, що дозволяє збільшити кількість зразків i , отже, менший шум вимірювання. Відношення сигнал / шум може бути збільшено за рахунок збільшення сигналу. Але з певного рівня це не працює в нашому випадку. Це свідчить про те, що причина низького відношення сигнал/шум є не в вимірювальній системі (підсилювач з детектором), а в реальному відхиленні потужності. Причини можуть бути наступні: вібрації при роботі холодних головок надпровідного магніту, нестабільність напруги живлення. Якщо час характеру впливаючого фактору порівнянний із інтегральним, існує ризик того, що складова частина призведе до додаткових коливань: $t_i \ll t_I$ та ПД схема не відреагує на такий фактор; у разі $t_i \gg t_I$ ПД схема зневилує фактор; та у разі $t_i \approx t_I$ реакція ПД на фактор впливу після його виникнення може призвести до погіршення подальшого сигналу (з ризиком великого перевищення). Але в середньому це робить потужність близькою до заданого значення, і для деяких додатків, таких як ЯМР-ДПЯ спектроскопія, який інтегрує сигнал, це доцільно (якщо немає перевитрат). Тому ми маємо компенсацію коливань потужності,

спричинених вібраціями, та деяку компенсацію (усереднення) тих, що спричинені коливаннями високовольтного джерела живлення.

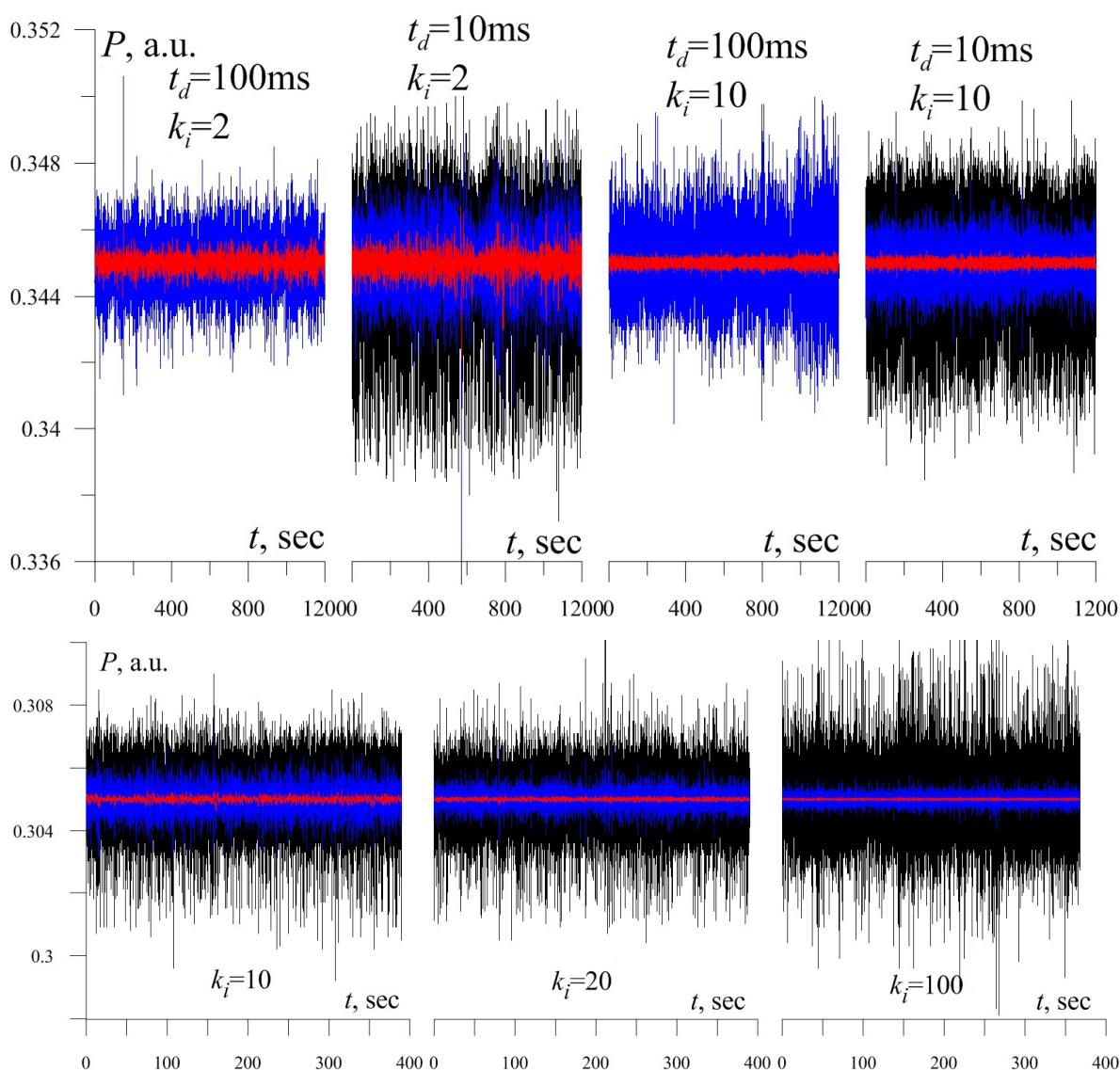


Рисунок 6.14 – Стабілізація потужності подвійним ПД контролем (rate/samples (a) - 200kHz/20ks, b) - 200kHz/2ks). Чорна лінія – оновлення даних за 10мс, синя – за 100мс, червона – за 1с.

Порівняння двох схем ПД стабілізації потужності 395ГГц гіротрону продемонструвало наступне: перевагою стабілізація потужності струмом розжарення є більша вихідна потужність та широкий діапазон робочих умов. Відхилення потужності в цьому випадку становило 0,3-0,5%. Головною перевагою подвійної ПД стабілізація струму пучка струмом нагрівача та

стабілізації потужності анодною напругою є швидка реакція, яка забезпечувала відхилення менше 0,1% навіть на інтервал усереднення 100 мс. Першим наближенням для вибору коефіцієнта був метод Циглера-Ніколса. Збільшення можливостей цифрових перетворювачів з ПІД контролем покращить стабілізацію схеми ПІД анодної напруги до ще менших коливань, хоча це не впливає на струм нагрівача. Щоб уникнути перерегуляції, ми використовували коефіцієнти зміни адаптивного алгоритму, якщо змінюються умови експлуатації. Для використання похідної частини ПІД вимірювальні шуми повинні бути суттєво зменшені.

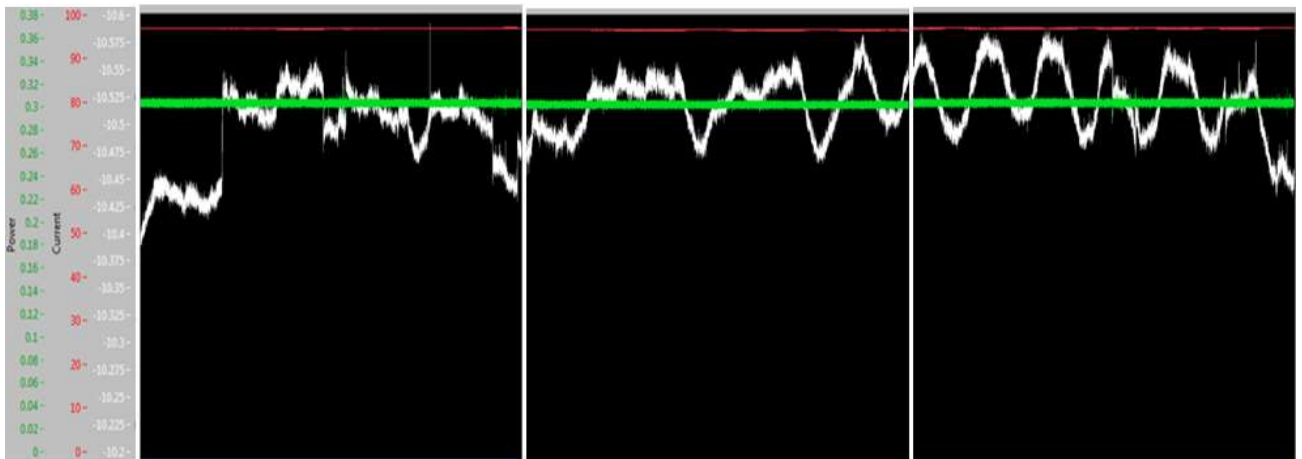


Рисунок 6.15 – Стабілізація потужності 395ГГц гіротрона зовнішнім контуром двойного ПІД контролю на протязі 15 годин безперервного експерименту

6.5 Висновки до розділу 6

В цьому розділі запропоновано схему стабілізації вихідної потужності вакуумних джерел електромагнітного випромінювання на основі ПІД закону регулювання, яка дозволяє ефективно управляти як приладами черенковського типу, так і гіротронного типу з дво- і три - електродними оптичними системами. Розроблена схема була застосована для стабілізації потужності як 395 ГГц

гіротрона так і клинотронів діапазону 100-400ГГц безперервної дії для експериментів з динамічної поляризацією ядер при ядерному магнітному резонансі. У рамках цього напрямку досліджень:

Вперше за допомогою зовнішніх контурів зворотного зв'язку з використанням методу пропорційно-інтегрально-диференційного управління напругами, що живлять електронно-оптичні системи вакуумних електронних приладів типу гіротрон та клинотрон, отримано параметри стабілізації робочої частоти і потужності випромінювання, що відповідають вимогам спектроскопії ЯМР з ДПЯ

Отримано залежності ширини спектральної лінії клинотронів субмм діапазону від пульсацій напруги, що прискорює, та від щільності струму стрічкового електронного пучка, та визначено діапазон пульсацій напруги джерела живлення клинотрону, що забезпечує ширину спектральної лінії та потужність генерації, необхідні у ЯМР спектроскопії з динамічною поляризацією ядер (порядку 1МГц у діапазоні частот до 400ГГц, 0.5мВт на 100мВт).

Вперше запропоновано та реалізовано стабілізацію параметрів випромінювання гіротронів з трьох-електродною МІГ за допомогою двоконтурного методу ПД управління струмом та пітч-фактором пучка, що дозволило отримати нестабільність потужності генерації 395ГГц гіротрона безперервної дії менше 0,1% для ДПЯ ЯМР спектроскопії з безперервною тривалістю експериментів більше 30 годин.

Результати цього розділу опубліковані в роботах [1, 2, 4, 5, 7, 8, 17, 23, 24, 27–32, 35].

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі вирішено ряд важливих для теорії та практики проблем, пов'язаних з підвищенням ефективності електронно-хвильової взаємодії та стабільності вихідних характеристик компактних низьковольтних електронно-вакуумних приладів з перестроюванням частоти міліметрового та субміліметрового діапазонів.

В результаті проведених досліджень було розроблено системи міліметрового та субміліметрового діапазонів на основі клинотронів та гіротронів для досліджень біологічних об'єктів за допомогою ЯМР-ДПЯ спектроскопії, для юстування квазіоптичної лінії стеларатора W7-X та для інших практичних застосувань. Результати досліджень можуть зробити істотний вплив в розробці радіолокаційних систем, систем зв'язку з підвищеною швидкістю передачі даних, систем діагностики плазми, в системах аналізу біологічних і медичних об'єктів, матеріалознавстві та багатьох інших.

До числа оригінальних наукових результатів, отриманих в дисертаційній роботі, можна віднести наступні.

1. У клинотронах з несиметричною електронно-оптичною системою продемонстровано вплив профілювання електронних потоків за швидкістю на ефективність електронно-хвильової взаємодії та продемонстровано підвищення ефективності взаємодії у разі профілю швидкостей електронів, що відповідає розподілу амплітуди ВЧ поля та параметру оптимального розсинхронізму вздовж гребінки.
2. Розроблено МФС з розподілом неоднорідного магнітного поля вздовж простору взаємодії клинотрона, що збільшує довжину траєкторій електронів пучка у шарі ефективного ВЧ поля, що дало можливість підвищити коефіцієнт виходу пакетованих клинотронів мм та субмм діапазонів.
3. В результаті дослідження залежності провідності матеріалу гребінки від шорсткості поверхні та від нагріву внаслідок осідання електронного пучка

показано, що такі додаткові омичні втрати призводять до суттєвого зниження швидкості зростання вихідної потужності випромінювання від електронного струму в постійному клинотронному режимі на відміну від імпульсного режиму, що добре узгоджується з експериментальними результатами.

4. В результаті аналізу впливу відбиття та трансформації хвиль у надрозмірному резонаторі на вихідні характеристики клинотрона показано, що трансформація поверхневої хвилі у об'ємну призводить до резонансного характеру збудження коливань у тому числі за істотних затухань поверхневих хвиль в електродинамічній системі клинотрона. Встановлено та проаналізовано вплив відбиття та трансформації хвиль у надрозмірному резонаторі клинотрона на перерозподіл енергії, що поширюється у хвилеводний вивід і анодну апертуру гармати та відбивається у простір взаємодії, що регулюється поршнем в області колектору.
5. Показано існування об'ємно-поверхневих коливань в резонаторі клинотрону з багатоступеневою плоскою гребінкою, які характеризуються локалізацією поля як поблизу системи, що сповільнює рух хвиль, так і в об'ємі резонатора, та дозволяють забезпечити режими з високим спротивом зв'язку та добротністю. Експериментально отримано генерацію гібридних коливань багатоступеневої гребінки та коливань базової одноступеневої гребінки в об'ємному резонаторі з багатоступеневою плоскою гребінкою.
6. Експериментально отримано генерацію електромагнітних коливань в низьковольтному МЦР з циліндричним резонатором в слабонеоднорідному магнітному полі. Вперше отримано ефективну низьковольтну генерацію двопучкового гіротрону в діапазоні робочих частот 300-400 ГГц. Отримано генерацію з потужністю 60 Вт на частоті 400 ГГц у гіротроні з прискорювальною напругою 5,4 кВ, у той час як мінімальна напруга генерації склала 2,4 кВ, що добре узгоджується з моделюванням. За результатами моделювання показано можливість ще більшого зниження прискорювальної напруги за умови застосування компактної магнетронно-інжекторної

гармати, що формує гвинтовий електронний потік з більшим пітч-фактором у діапазоні низьких напруг.

7. За допомогою чисельного моделювання вперше отримано геометрії планарних магнетронно-інжекторних гармат, що генерують стрічкові гвинтові електронні потоки з пітч-факторами більше одиниці з прискорювальною напругою 12 кВ та струмом пучка 1 А, а також з напругою 5 кВ та струмом пучка 0,3 А. У результаті чисельного моделювання взаємодії 12 кВ стрічкового ГЕП з ВЧ полями планарного резонатора продемонстровано генерацію з ефективністю понад 15 %, в той час як ефективність генерації 5 кВ стрічкового ГЕП з полями конфокального резонатора з двох циліндричних дзеркал у діапазоні 50-95 ГГц склала 14 %. Вперше експериментально сформовано стрічковий ГЕП з шириною 10 мм та мінімальними спотвореннями профілю пучка в області однорідного магнітного поля з пітч-фактором 1,1, розкидом обертальної компоненти швидкості електронів 10 %, повздовжньої компоненти 14 % з напругою 5 кВ та струмом пучка до 300 мА.
8. Отримано залежності ширини спектральної лінії клинотронів субмм діапазону від пульсацій прискорювальної напруги та визначено діапазон пульсацій напруги джерела живлення клинотрона, що забезпечує ширину спектральної лінії та потужність генерації, необхідні у ЯМР спектроскопії з динамічною поляризацією ядер.
9. Вперше запропоновано та реалізовано стабілізацію параметрів випромінювання гіротронів з триелектродною МПГ за допомогою двоконтурного методу ПД управління струмом та пітч-фактором пучка, що дозволило отримати нестабільність потужності генерації менше 0,1 % у гіротронах для ЯМР-ДПЯ спектроскопії з безперервною тривалістю експериментів більше 30 годин.

Подяки. Автор висловлює свою щирю подяку науковому консультанту К.О. Лукіну за цінні поради, здорову критику і всебічну допомогу в роботі над дисертаційною роботою; своєму головному співавтору, рецензенту та справжньому другу Е.М. Хуторяну; своїм молодим колегам співавторам С.П. Пономаренко, С.О. Кишко, Ю.С. Ковшову, О.О. Лихачову; своєму першому науковому керівнику й вчителю Б.П. Єфімову; співробітникам відділу вакуумної електроніки ІРЕ ім. О.Я. Усикова НАН України за допомогу в реалізації експериментальних досліджень; розробникам та дослідникам клинотронів в ІРЕ ім. О.Я. Усикова НАН України, в першу чергу О.Я. Кириченко та Д.М. Вавриву; вчителям О.О. Булгакову та Г.Н. Гестрину; колегам та співавторам з ІПФ РАН; проф. Т. Ідехарі та колегам з Наукового Центру FIR FU університета м. Фукуї, Японія

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Б. П. Ефимов, А. Н. Кулешов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, Э. М. Хуторян, “Возбуждение мазера на циклотронном резонансе при низких ускоряющих напряжениях”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 17, № 942, с.81–86, 2010.
2. Б. П. Ефимов, А. Н. Кулешов, С. С. Пономаренко, “Возбуждение переходного излучения в миллиметровом диапазоне электронными сгустками, падающими на проволочный экран”, Радиофизика и электроника, Т. 2, № 16, с. 71 – 76, 2011.
3. С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. Н. Кулешов, Э. М. Хуторян, В. В. Завертанный, Л. А. Кириченко, А. С. Тищенко, Б. П. Ефимов, “Транспортировка нерелятивистских электронных потоков в слабо неоднородных магнитных фокусирующих полях для клинотронов субмиллиметрового диапазона”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 21, № 1038, с.77–82, 2012.
4. В. В. Завертанный, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, Б. П. Ефимов, А. Ф. Забродский, Л. А. Кириченко, Т. В. Кудинова, А. Н. Кулешов, “Магнитная фокусирующая система интенсивных электронных пучков для клинотронов субмиллиметрового диапазона”, Изв. ВУЗов. Прикладная и нелинейная динамика, Т. 20, № 5, с. 112–120, 2012.
5. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, V. V. Zavertanniy, I. V. Lopatin, B. P. Yefimov, “400 GHz Continuous-Wave Clinotron Oscillator”, IEEE Trans. on Plasma Science, vol. 41, № 1, pp.82–86, 2013.
6. А. Н. Кулешов, “Стабилизация мощности излучения вакуумных электронных приборов субмиллиметрового диапазона”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 22, № 1067, с.43–47, 2013.

7. С. А. Кишко, А. Н. Кулешов, Б. П. Ефимов, “Возбуждение колебаний конфокального резонатора низковольтным ленточным винтовым электронным пучком в миллиметровом диапазоне”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 23, № 1094, с.14–19, 2013.
8. Э. М. Хуторян, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. Н. Кулешов, К. А. Лукин, “Колебания в генераторе О-типа при возбуждении объемно-поверхностной моды резонатора с периодически неоднородной гребенкой”, Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика, Т. 21, № 2, с. 9–19, 2013.
9. S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, A. N. Kuleshov, V. V. Zavertanniy, B. P. Yefimov, I. Alexeff, “Low-Voltage Cyclotron Resonance Maser”, IEEE Trans. on Plasma Science, vol. 41, № 9, pp.2475–2479, 2013.
10. А. Н. Кулешов, “Разработка компактных источников электромагнитного излучения средней мощности миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов”, Радиофизика и Электроника, Т. 4, № 4, с. 73–79, 2013.
11. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, B. P. Yefimov, A. N. Kuleshov, “Development of 94 GHz BWO – klynotron with 3-stage grating”, Telecommunications and Radio Engineering, vol. 73, № 3, pp.271–281, 2014.
12. S. A. Kishko, A. N. Kuleshov, M. Yu. Glyavin, I. V. Zotova, I. V. Zheleznov, N. S. Ginzburg, V. N. Manuilov, V. Yu. Zaslavskii, “Development of the 75 GHz planar gyrotron with transverse energy extraction”, Journal of Communications Technology and Electronics, vol. 59, № 7, pp.777–781, 2014.
13. T. Idehara, A. N. Kuleshov, K. Ueda, E. M. Khutoryan, “Power Stabilization of High-Frequency Gyrotrons Using a Double PID Feedback Control for

- Applications to High Power THz Spectroscopy”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 35, № 2, pp.159–168, 2014.
14. E. M. Khutoryan, T. Idehara, A. N. Kuleshov, K. Ueda, “Gyrotron Output Power Stabilization by PID Feedback Control of Heater Current and Anode Voltage”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 35, № 12, pp.1018–1029, 2014.
15. Yu. S. Kovshov, S. V. Starokozhev, S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, S. A. Vlasenko, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, “Transportation of low-voltage sheet helical electron beam for confocal gyrotron with pulsed magnetic system”, *Journal of Nano- and Electronic Physics*, vol. 7, № 3, pp.1–7, 2015.
16. Ю. С. Ковшов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, С. А. Власенко, Ю. С. Новикова-Коротун, В. В. Завертанный, А. Н. Кулешов, “Моделирование и экспериментальное исследование характеристик клинотронов непрерывного действия в диапазоне частот 125... 135 ГГц”, *Радиофизика и Электроника*, Т. 7, № 2, с. 45–52, 2016.
17. Ю. С. Ковшов, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. А. Лихачов, С. А. Власенко, В. В. Завертанный, Э. М. Хуторян, А. Н. Кулешов, “Высокочастотные омические потери в клинотронах непрерывного действия терагерцевого диапазона частот”, *Радиофизика и Электроника*, Т. 8, № 1, с. 68–76, 2017.
18. T. Idehara, M. Glyavin, A. Kuleshov, S. Sabchevski, V. Manuilov, V. Zaslavsky, I. Zotova, A. Sedov, “A Novel THz-Band Double-Beam Gyrotron for High-Field DNP NMR Spectroscopy”, *Review of Scientific Instruments*, 88, 094708, pp. 1-5, 2017.
19. E. M. Khutoryan, Yu. S. Kovshov, A. A. Likhachev, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, K. A. Lukin, V. V. Zavertanniy, T. V. Kudinova, S. A. Vlasenko, A. N. Kuleshov, T. Idehara, “Excitation of hybrid space-surface waves in clinotrons with non-uniform grating”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 39, № 3, pp.236–249, 2018.

20. Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Numerical simulation and experimental study of sub-THz and THz CW clinotron oscillators”, *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 65, № 6, pp.2177–2182, 2018.
21. Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, A. A. Likhachev, A. A. Danik, L. P. Mospan, S. A. Steshenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Effect of Mode Transformation in THz Clinotron”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 39, № 11, pp.1055–1064, 2018.
22. A. Kuleshov, Y. Ishikawa, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, T. Idehara, E. Khutoryan, S. Kishko, S. Ponomarenko, M. Glyavin, I. Bandurkin, V. Manuilov, A. Fedotov, T. Saito, “Low-Voltage Operation of the Double-Beam Gyrotron at 400 GHz”, *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 67, № 2, pp.673–676, 2020.
23. С.С. Пономаренко, А.Н. Кулешов, В.В. Завертаный, С.А. Кишко, Компактная магнитная фокусирующая система для клинотрона субмиллиметрового диапазона / XV международная зимняя школа-семинар по электронике СВЧ и радиофизике: 6-11 фев. 2012 г.: материалы школы-семинара. – Саратов, 2012. – С. 69.
24. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, A. S. Tishchenko, B. P. Yefimov, Development of CW Clinotron Oscillator at 400 GHz / *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory: int. conf.*, 28 – 30 aug. 2012: conf. proc. – Kharkiv, 2012. – P. 348 – 352.
25. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, Hybrid mode of surface-volume waves in BWO with nonuniform grating / *Physics and engineering of microwaves: int. symp.*, 23-28 june 2013: symp. proc. – Kharkiv, 2013. – P. 391 – 393.
26. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, On Ohmic Losses Decrease in THz BWO-Clinotron Oscillators /

- Infrared, Millimeter and Terahertz Waves: int. conf., 1 – 6 sep. 2013: conf. proc. – Mainz on the Rhine, 2013. – P. 33 – 34.
- 27.S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, Millimeter wave BWO-oscillator with multistage grating / Antenna Theory and Techniques: int. conf., 16 – 20 sep. 2013: conf. proc. – Odessa, 2013. – P. 515-517.
- 28.A. N. Kuleshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, V. V. Zavertanniy, E. M. Khutoryan, B. P. Yefimov, Sub-THz CW Clinotron Oscillators with Increased Output Power / IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf., 22 – 24 apr. 2014: conf. proc. – Monterey, 2014. – P. 73-74.
- 29.S. Kishko, I. Alexeff, B. Yefimov, S. Ponomarenko, A. Kuleshov, Negative mass instability in Low Voltage Maser on Cyclotron Resonance / Mathematical Methods in Electromagnetic Theory: 14 int. conf., 28 – 30 aug. 2012: conf. proc. – Kharkiv, 2012. – P. 344 – 347.
- 30.S. Kishko, N. Ginzburg, M. Glyavin, V. Zaslavsky, I. Zotova, A. Sergeev, A. Kuleshov, Modeling and development of tunable gyrotron with a planar electron beam / Microwave & Telecommunication Technology (CriMiCo'2012): 22nd int. conf., 10-14 sept. 2012: conf. proc. – Sevastopol, 2012. – P. 781 – 782.
- 31.S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, M.Yu. Glyavin, I.V. Zotova, I.V. Zheleznov, N.S. Ginzburg, V.N. Manuilov, V. Yu. Zaslavsky, Optimization of a magnetron-injection gun for a planar gyrotron / Symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves and workshop on terahertz technology: int. conf., 23-28 jun. 2013: conf. proc. – Kharkiv, 2013. – P. 388 – 390.
- 32.S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, M.Yu. Glyavin, I.V. Zotova, I.V. Zheleznov, N.S. Ginzburg, V.N. Manuilov, V. Yu. Zaslavsky, Low-Voltage Planar Cyclotron Resonance Maser Based on a

- Confocal Cavity/ Infrared, Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz: int. conf., 1 – 6 sept. 2013: conf. proc. – Mainz on the Rhine, 2013. – P. 1 – 2.
- 33.S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, Development of the planar low-voltage cyclotron resonance maser with a sheet helical electron beam / Antenna Theory and Techniques: int. conf., 16-20 sept. 2013: conf. proc. – Odessa, 2013. – P. 220 – 222.
- 34.S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, Planar Magnetron-Injection Gun for Low-Voltage Quasi-Optical Gyrotron / IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf., 22-24 apr. 2014: conf. proc. – Monterey, 2014. – P. 439 – 440.
- 35.S. S. Ponomarenko, Y. S. Kovshov, S. A. Kishko, Y. S. Novikova-Korotun, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, Development of compact CW clinotrons for DNP-NMR spectroscopy / 9th Int. Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-4, DOI: 10.1109/MSMW.2016.7538043.
- 36.S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, Yu. S. Kovshov, A. N. Kuleshov, Waveguide output for 130 GHz CW clinotron / 9th Int. Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-3, DOI: 10.1109/MSMW.2016.7538044.
- 37.S. Ponomarenko, Yu. Kovshov, S. Kishko, A. Kuleshov, Numerical simulation and experimental study of 130 GHz CW clinotron oscillator / IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf. – 19 – 21 Apr. 2016: conf. proc. – Monterey. – P. 1-2.
- 38.Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, Demonstration of a mode transformation effect in 300-GHz CW clinotron / 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv,

- Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 254 - 257, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460346.
39. Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, V. Zheltov, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov, Electron beam velocity spread effect on a clinotron operation / 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 326 - 329, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460245.
40. Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov, Tracking analysis of a sheet electron beam for clinotron tube / 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 330 - 333, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460387.
41. A. Likhachev, S. Kishko, S. Ponomarenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, M. Glyavin, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, T. Idehara, Low-Voltage Adiabatic Magnetron Injection Gun for 400 GHz Gyrotron / 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW 2020). – Kharkiv, Ukraine. – Sept. 21-25, 2020. – P. 950 - 953, DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252629.
42. A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, E. Khutoryan, A. Kuleshov, K. Lukin, THz Clinotron Operating in New Regime of Hybrid Surface-Volume Mode with Wide Frequency Tuning Range / 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW 2020). – Kharkiv, Ukraine. – Sept. 21-25, 2020. – P. 942 - 945, DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252641. Blank M. Millimeter-wave Sources for DNP-NMR / M. Blank, K. L. Felch / eMagRes. – 2018. – Vol. 7. – P. 155-166, DOI: 10.1002/9780470034590.emrstm1582.
43. Siegel P. THz technology: An overview / P. Siegel // Intern. J. of High Speed Electronics and Systems. – 2003. – Vol. 13, N. 2. – P. 351 – 394.
44. Siegel P. Terahertz technology / P. Siegel // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. – 2002. – Vol. 50, N. 3. – P. 910-928.

45. Ed. Gruner G. Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids / Ed. Gruner G. – Berlin: Springer-Verlag, 1998. – 287 p. – (Topics in Applied Physics; vol.74).
46. Yun-Shik Lee. Principles of Terahertz Science and Technology // Springer. – 2009.
47. Paoloni C. THz Backward-Wave Oscillators for Plasma Diagnostic in Nuclear Fusion / C. Paoloni, D. Gamzina, L. Himes, B. Popovic, R. Barchfeld, L. Yue, Y. Zeng, H. Tang, Y. Tang, P. Pan, H. Li, R. Letizia, M. Mineo, J. Feng, N. C. Luhmann // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2016. – Vol. 44, № 4. – P. 369-376.
48. Idehara T. Introduction to the Special Issue B High Power THz Technologies Opened by High Frequency Gyrotrons // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2012. – Vol. 33, № 7. – P. 665-666.
49. Youngchan K. High-speed high-resolution terahertz spectrometers / K. Youngchan, Y. Dae-Su, Y. Minwoo and A. Jaewook // J. Korean Phys. Soc. – 2010. – Vol. 56, № 1. – P. 255-261.
50. Zvyagin S. THz range free-electron laser ESR spectroscopy: techniques and applications in high magnetic fields / S. Zvyagin, M. Ozerov, E. Cizmar, D. Kamenskyi, S. Zherlitsyn, T. Herrmannsdorfer, J. Wosnitza, R. Wunsch, W. Seidel // 2009. – Accessed: Apr. 30, 2018. [Online]. Available: <https://arxiv.org/pdf/0906.0105.pdf>.
51. Трубецков Д. И., Храмов А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 496 с.
52. Booske J. H. Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources / J. H. Booske [et al.] // IEEE Trans. Terahertz Science and Tech. – 2011. – Vol. 1, N. 1. – P. 54 – 75.
53. Sirtori C. Applied physics: Bridge to the terahertz gap / Nature. – 2002. – Vol. 147, N. 5. – P. 132-133.

54. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике / Изв. вузов Радиофизика. – 1967. – № 9 – 10. – С. 1414 – 1453.
55. Gyrotron oscillators: their principles and practice / Ed. by C.J. Edgcombe. Washington, D.C.: Taylor & Francis. – 1993. – 423 p.
56. Thumm M. State of the art of high power gyro-devices and free electron masers, update 2009 / KIT Scientific Report 7540, Karlsruhe Institute of Technology. – 2010. – P. 120.
57. K.L. Felch, B.G. Danly, H.R. Jory et. al. Characteristics and applications of fast-wave gyro-devices / Proc. IEEE. – 1999. – Vol. 87, N.5. – P. 752 – 781.
58. V. Bratman, M. Glyavin, T. Idehara et. al. Review of subterahertz and terahertz gyro-devices at IAP RAS and FIR FU / IEEE Trans. Plasma Sci. – 2009. – Vol. 37, N. 1. – P. 36 – 43.
59. N. Sato, H. Shimawaki, K. Yokoo et. al. Fabrication of Liquid Helium-Free Superconducting Magnet for Millimeter Wave Gyrotron / Int. J. of Infrared and Millim. Waves. – 1999. – Vol. 20, N. 6. – P. 979-989.
60. R. Hirose, T. Kamikado, Y. Okui et. al. Development of 7 T Cryogen-free Superconducting Magnet for Gyrotron / IEEE Trans. Plasma Sci. – 2008. – Vol. 18, N. 2. – P. 920-923.
61. T. Kursu, M. Ono, S. Hanai et al. A Cryocooler-Cooled 19T superconducting magnet with 52 mm room temperature bore / IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2004. – Vol. 14. – P. 393.
62. La Agusu, T. Idehara, H. Mori et. al. Design of a CW THz gyrotron (Gyrotron FU CW III) using a 20 T superconducting magnet / Int. J. Infrared and Millimeter Waves. – 2007. – N. 28. – P. 315-328.

63. М. Ю. Глявин, К. А. Жури́н, Е. А. Копелович и др. Генератор импульсного магнитного поля для gyroприборов терагерцового диапазона / Приборы и техника эксперимента. – 2011. – № 1. – С. 84-87.
64. T. Idehara, O. Watanabe, L. Agusu et. al. Development of a THz gyrotron using a pulse magnet system / IEEE Trans. Plasma Sci., Infrared and Millim. Waves, 2004 and 12th Int. Conf. on Terahertz Electronics, 2004. Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference, 2004. – P. 151-152.
65. Капица П.Л. Сильные магнитные поля. – М.: Наука, 1988. – 461 с.
66. Запевалов В.Е., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. Гиротроны на второй гармонике циклотронной частоты / Сборник Гиротроны. Горький: ИПФ АН СССР. – 1980. – С. 171–187.
67. Li Hongfu et. al. 35 GHz third-harmonic gyrotron with a permanent magnet system / Digest of 27th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves. – 2002. – P. 301-302.
68. Watanabe O. Development of a Tera Hertz Gyrotron as a Radiation Source / O. Watanabe, H. Tsuchiya, H. Mori, LaAgusu, S. Mitsudo, I. Ogawa, T. Saito, T. Idehara // Plasma and Fusion Research. – 2007. – Vol. 2. – P. S1043.
69. Nusinovich G.S. Mode interaction in gyrotrons / Int. J. Electron. – 1981. – N. 51. – P. 457-474.
70. Dumbrajs O. Review of the theory of mode competition in gyrotrons / In: Edg. combe CJ, editor, Gyrotron oscillators their principles and practice. London: Taylor&Francis. – 1993. – P. 82-125.
71. K.E. Kreischer, R.J. Temkin, H.R. Fetterman et. al. Multimode Oscillation and Mode Competition in High-Frequency Gyrotrons / IEEE Trans. Microwave Theor. Tech. – 1984. – N. 32. – P. 481-490.
72. Idehara T., Shimizu Y. Mode cooperation in submillimeter wave gyrotron / Phys. Plasmas. – 1994. – N. 1. – P. 3145-3147.

73. Brand G.F., Idehara T., Tasukawa T. et. al. Mode competition in High Harmonic Gyrotron / *Int. J. Electron.* – 1992. – N. 72. – P. 745-748.
74. Лебедев И. В. Техника и устройства СВЧ. Ч.1. – М.: Высшая школа, 1972. – 405 с.
75. Шевчик В. Н. Электроника лампы обратной волны. – С.: Изд-во Саратавского университета, 1975. – 195 с.
76. Альтшулер Ю. Г., Татаренко А. Лампы малой мощности с обратной волной. – М.: Сов. Радио., 1963. – 296 с.
77. Shin Y.-M., Choi E.-M., Park G.-S. Principle of Terahertz Radiation Using Electron Beams. – Springer Science+Business Media Dordrecht, 2012. – 48 p.
78. Усиков А. Я., Канер Э. А., Трутень И. Д. и др. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых волн / под ред. А. Я. Усикова – К.: НауковаДумка, 1986. – 368 с.
79. CST Studio Suite – 2014. – 24 p. – <https://www.cst.com / Content / Articles / article909 / CST-STUDIO-SUITE-2014.pdf>
80. Srivastava V. THz Vacuum Microelectronics Devices / *J. of Physics: Conference Series.* – 2008. – Vol. 114, N. 1. – P. 1 – 10.
81. Bhattacharje S., Booske J. H., Kory C. L. et. Al. Folded Waveguide Traveling-Wave Tube Sources for Terahertz Radiation / *IEEE Trans. On Plasma Science.* – 2004. – Vol. 32, N. 3. – P. 1002 – 1014.
82. Guo Liu, Wenlong He, Huabi Yin et.al. Simulation of a G-band sheet beam backward wave oscillator with double staggered metallic rod array / *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2013. – Vol. 46., N. 34. – P. 345102.1-345102.7.
83. Shin Y.-M., Barnett L. R., Luhmann N. C. Phase-shifted traveling-wave-tube circuit for ultrawideband high-power submillimeter-wave generation / *IEEE Trans. on Electron Dev.* – 2009. – Vol. 56, N. 5. – P. 706-712.

84. Feng J., Ren D., Li H., Tang Y., Xing J. Study of High Frequency Folded Waveguide BWO with MEMS Technology / Terahertz Science and Tech. – 2011. – Vol. 4, N. 4. – P. 164-180.
85. Chua C. Microfabricated planar helical slow-wave structures based on straight-edge connections for THz vacuum electron devices / C. Chua, S. Aditya, J. M. Tsai, M. Tang et.al // Int. J. of Terahertz Sci. and Tech. – 2011. – Vol. 4, N. 4, - P. 208-229.
86. Dayton J. A. et. al. Backward Wave Oscillator Development at 300 and 650 GHz / Proc. IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC-2006). – Monterey. – 2006. – P. 423-424.
87. Mineo M., Paoloni C. Corrugated Rectangular Waveguide Tunable Backward Wave Oscillator for Terahertz Applications / IEEE Trans. Elec. Dev. – 2010. – Vol. 57, № 6. – P. 1481-1484.
88. Korolev A. N. et al. Traditional and Novel Vacuum Electron Devices / IEEE Trans. on Electron Dev. – 2001. – Vol. 48, N. 12. – P. 2929-2937.
89. Booske J. H. Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-to-terahertz and high power microwave generation / Phys. Plasmas. – 2008. – Vol. 15, N. 5. – P. 055502.
90. Галдецкий А. В. Исследование возможности повышения КПД и мощности ЛОВ с частотой 700 ГГц / А. В. Галдецкий, И. И. Голеницкий, В. Ю. Мякинков и др. // СВЧ техника и телекоммуникационные технологии: междунар. науч. конф., 12-16 сент. 2011 г.: сб. труд. – Севастополь, 2011. – С.297 – 298.
91. Komandin G. A. et. al. BWO generators for terahertz dielectric measurements / IEEE Trans. THz Sci. Technol. – 2013. – Vol. 3, № 4 . –P. 440–444, DIO: 10.1109/TTHZ.2013.2255914.

92. Гершензон Е. М., Голант М. Б., Негирев А. А. и др. Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн / под ред. Н. Д. Девяткова. – М.: .: Радио и связь, 1985. – 250 с.
93. Feng J. et al. Fabrication of a 0.346-THz BWO for plasma diagnostics / IEEE Trans. Electron Devices. – 2018. – Vol. 65, № 6. – P. 2156-2163, DIO: 10.1109/TED.2018.2821683.
94. Qing-Lun Liu A THz Backward-Wave Oscillator Based on a Double-Grating Rectangular Waveguide / Qing-Lun Liu, Zi-Cheng Wang, Pu-Kun Liu [et.al] // IEEE Trans. on Electron Dev. – 2013. – Vol. 60, N. 4. – P. 1463 – 1468.
95. Цвык А. И., Нестеренко А. В., Желтов В. Н. и др. ГДИ с наклоном фокусирующего магнитостатического поля / СВЧ техника и телекоммуникационные технологии: междунар. науч. конф., 10-14 сент. 2001 г.: сб. труд. – Севастополь, 2001. – С.193 – 194.
96. Махалов П. Б., Федотов А. Э. Теория оротрона с наклоненным электронным пучком / Электромагнитные волны и электронные системы. – 2008. – Т. 13, № 7. – С. 62 – 67.
97. Кириченко А. Я., Ефимов Б. П., Процай В. Ф. О возможности снижения фокусирующих магнитных полей в генераторах с нежесткофокусированными электронными потоками / Тр. ИРЭ АН УССР. – 1969. – Т. 16. – С. 119-130.
98. Чурилова С. А., Бородкин А. И., Левин Г. Я., Терехин С. Н. Клилотроны непрерывного и импульсного действия субмиллиметрового диапазона / Тр. Тр. ИРЭ АН УССР. – 1969. – Т. 16. – С. 76-85.
99. Левин Г. Я., Бородкин А. И., Кириченко А. Я. и др. Клилотрон / под ред. А. Я. Усикова. – К.: Наукова Думка, 1992. – 157 с.
100. Vavriv D. M., Volkov V. A., Chumak V. G. Clinotron tubes: High-power THz sources / European Microwave Conference: Int. Conf., 9-12 oct. 2007: conf. proc. – Munich, 2007. – P. 826 – 829.

101. Milcho M. V., Yefimov B. P., Zavertanniy V. V., Goncharov V. V. Peculiar Properties of Operating Modes of Klynotron-Type Oscillators / Telecommunications and Radio Engineering. – 2006. – Vol. 65, № 6-10. –P. 719-730.
102. Лысенко Е. Е. Состояние разработок клинотронов непрерывного действия / Е. Е. Лысенко, О. Ф. Пишко, В. Г. Чумак и др. // Успехи современной радиоэлектроники. Зарубежная радиоэлектроника. – 2004. – №8. – С. 3 – 12.
103. Зинченко Н. С. Курс лекций по электронной оптике. – Х.: Изд-во ХГУ, 1961. – 362 с.
104. Гапонов-Грехов А. В., Петелин М. И. Мазеры на циклотронном резонансе. – Наука и человечество. – 1980. – С. 283 – 297.
105. Nusinovich G.S. Introduction to the physics of gyrotrons. - The Johns Hopkins University Press, Baltimore, Maryland, 2004. – 330 p.
106. Anderson J. P., Shapiro M. A., Temkin R. J., Mastovsky I., Cauffman S. R. Studies of the 1.5-MW 110-GHz gyrotron experiment / IEEE Trans. on Plasma Science. – 2004. – Vol. 32, № 3. – P. 877 – 883.
107. Молоковский С .И., Медовиков В.С., Суходолец Л.Г. Приборы СВЧ гиротронного типа. – М. Ленинград, 1991. – 30с.
108. Седов А. С. Исследование процессов электронно-волнового взаимодействия в целях разработки терагерцовых гиротронов для спектроскопии и других приложений. – дисс. канд. физ.-мат. наук, 01.04.03. – Нижний Новгород. – 2016 – С. 169.
109. Цимринг Ш.Е. Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков. - Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2012. – 576 с.
110. Petelin M.I. One century of Cyclotron radiation / IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – Vol. 27. – P. 294.

111. Sakamoto K. / *Fusion Sci. Technol.* – 2007. – N. 52. – P. 145-153.
112. Omori T., Henderson M. A., Albajar F. et. al. Overview of the ITER EC H&CD system and its capabilities / *Fusion Eng. Des.* – 2011. – N. 86(6). – P. 951 – 954.
113. *Application of High-Power Microwaves* / edited by A.V. Gaponov-Grekhov and V.L. Granatstein. – Artech House, Norwood, MA, 1994.
114. Денисов Г.Г., Запевалов В.Е., Литвак А.Г., Мясников В.Е. / *Изв. вузов. Радиофизика.* – 2003. – Т. 46, №10. – С. 845.
115. Цимринг Ш.Е. / *Изв. вузов. Радиофизика.* – 1972. – Т. 15, №8. – С. 1247.
116. Kuftin A. N., Lygin V. K., Tsimring Sh. E. et. al. Numerical simulation and experimental study of magnetron-injection guns for powerful short-wave gyrotrons / *Int. J. Electronics.* –1992. Vol. 72. –P. 1145–1151.
117. Baird J., Lawson W. Magnetron injection gun (MIG) design for gyrotron applications / *Int. J. Electronics.* – 1986. – Vol. 61. – P. 969.
118. Bratman V. L., Dumbrajs O., Nikkola P. et. al. Space charge effects as a source of electron energy spread and efficiency degradation in gyrotrons / *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2000. – Vol. 28, N. 3. – P. 633 – 637.
119. Лыгин В. К., Цимринг Ш. Е., Шевцов Б. И. О диокотронной неустойчивости винтовых электронных пучков / *Изв. Вузов Радиофизика.* – 1991. – Т. 34, №4. – С. 419 – 425.
120. Drobot A. T., Kim K. Space-charge effects on the equilibrium of guided electron flow with gyromonotron / *Int. J. Electronics.* – 1981. – Vol. 51. – P. 351.
121. Haeff A.V. Space charge effects in electron beams / *Proc. IRE.* – 1939. – Vol. 27. – P. 58.

122. Lygin V. K., Tsimring Sh. E., Zapevalov V. E. About diocotron instability of helical electron beams / Radiophys. and Quantum electronics. – 1991. – Vol. 34. – P. 419.
123. Гольденберг А. Л., Глявин М. Ю., Завольский Н. А. и др. Технологический гиротрон с низким ускоряющим напряжением / Известия вузов. Радиофизика. – 2005. – Т. XLVIII, №10-11. – С. 835-841.
124. Мануилов В. Н., Полушкина С. А. Динамика винтового электронного пучка гиротрона при больших питч-факторах / Известия вузов. Радиофизика. – 2009. – Т. 52, № 10. – С. 795–803.
125. Nanni E. A., Barnes A. B., Griffin R. G. et al. THz Dynamic Nuclear Polarization NMR / IEEE Trans. on THz Science and Tech. – 2011. – V. 1, N. 1. – P. 145 – 163.
126. Becerra L., Grefen G., Temkin R. et. al. Dynamic nuclear polarization with a cyclotron resonance maser at 5T / Phys. Rev. Lett. – 1993. – Vol. 71. – P. 3561.
127. Idehara T., Ogawa I., La Agusu et. al. Development of 394.6 GHz CW gyrotron (gyrotron FU CW II) for DNP – NMR at 600 MHz / Int. J. Infrared Millim. Waves. – 2007. – Vol. 28. – P. 433-442.
128. Matsuki Y., Idehara T., Fukazawa J., Fujiwara T. Advanced instrumentation for DNP-enhanced MAS NMR for higher magnetic fields and lower temperatures / Journal of Magnetic Resonance. – 2016. – Vol. 264. – P. 107–115.
129. Griffin R. G., Prisner T. F. High Field Dynamic nuclear polarization – the renaissance / Phys. Chem. Chem. Phys. – 2010. – Vol. 12. – P. 5737–5740.
130. Idehara T., Sabchevski S. Development and applications of high-frequency gyrotrons in FIR FU Covering the sub-THz to THz range / Int. J. Infrared Millim. Waves. – 2012. – Vol. 33. – P. 667-694.

131. Glyavin M. Yu., Zavolsky N. A., Sedov A. S. et. al. Low-voltage gyrotrons / *Physics of plasmas*. – 2013. – Vol. 20. – P. 033103.
132. Idehara T., Mudiganti J.C., La Agusu et. al. Development of a compact sub-THz gyrotron FU CW CI for application to high power THz technologies / *Int. J. Infrared Millim. Waves*. – 2012. – Vol. 33. – P. 724-744.
133. Zapevalov V., Idehara T., Sabchevski S. et. al. Design of a Large Orbit Gyrotron with a Permanent Magnet System / *Int. J. of Infrared and Millim. Waves*. – 2003. – Vol. 24, N. 3. – P. 253-260.
134. Kikunaga T. et. al. A 28 GHz CW Gyrotron with a Permanent Magnet System / *Advanced Technology R&D Center, Mitsubishi Electric Corp. Tsukauchi Honmachi 8-1-1, Amaqasaki, Hyoqo 661 Japan*.
135. Hornstein M. K., Bajaj V. S., Griffin R. G. et. al. Efficient low-voltage operation of a CW gyrotron oscillator at 233 GHz / *IEEE Trans. on Plasma science*. – 2007. – Vol. 35, №1. – P. 27-30.
136. Singh R. K., Jain P. K. Ohmic Quality Factor and Efficiency Estimation for a Gyrotron Cavity / *World Academy of Science, Engineering and Technology*. – 2008. – Vol. 17. – P. 868 – 871.
137. Schneider J. Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field / *Phys. Rev. Letters*. – 1959. – Vol. 2. – P. 504 – 505.
138. Hirshfield J.L. Cyclotron resonance interaction of microwaves with energetic electrons / *IEEE J. of Quant. Electr.* – 1965. - Vol. QE-1, N. 6. – P. 237-245.
139. Жучков М. В., Клементьев Ф. М., Курин А. Ф. и др. О квадратичной группировке электронов, направляемых поперечно-неоднородными магнитостатическими полями / *Изв. Вузов, Радиопизика*. – 1978. – Т. 11, №5. – С. 759 – 765.
140. Белов С. П., Буренин А. В., Герштейн Л. И. и др. Миллиметровая и субмиллиметровая широкодиапазонная радиоспектроскопия газов с

- высокой чувствительностью / Оптика и спектроскопия. – 1973. – Т. 35. – С. 295.
141. Антаков И. И., Белов С. П., Герштейн Л. И. и др. Применение больших мощностей резонансного излучения для увеличения чувствительности микроволновых спектроскопов / Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 19, вып. 10. – С. 634.
142. Idehara T. et. al. Development of frequency tunable, medium power gyrotrons (Gyrotron FU series) as submillimeter wave radiation sources / IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – Vol. 27 (2). – P. 340-354.
143. Зайцев Н. И., Петелин М. И., Панкратова Т. Б. и др. Гиротроны диапазонов миллиметровых и субмиллиметровых волн / Радиотехника и электроника. – 1974. – Т. 19. – С. 1056.
144. Brand G. F., Chen Z., Douglas N. G. et. al. A tunable millimeter – submillimeter gyrotron / Int. J. Electronics. – 1984. – Vol. 57. – P. 863-870.
145. Idehara T., Hong K. D., Brand G. F. A 150-600 GHz Step-tunable Gyrotron / J. Appl. Phys. – 1993. – Vol. 74. – P. 5250-5258.
146. Власов С. Н., Жислин Г. М., Орлова И. М. и др. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения / Изв. Вузов, Радиофизика. – 1969. – Т.12, №8. – С. 1236.
147. Антаков И. И., Власов С. Н., Гинцбург В. А. и др. МЦР - генераторы с механической перестройкой частоты / Электроника СВЧ. – 1975. – Серия 1, №8. – С. 20 – 25.
148. Нусинович Г. С., Эрм Р. Э. КПД МЦР – монотрона с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля / Электронная техника. Электроника СВЧ. – 1972. – Серия 1, вып. 8.
149. Dumbrais O., Koponen J. Generalized gyrotron theory with inclusion of electron velocity and energy spreads / Phys. of Plasmas. – 1999. – Vol. 6. – P. 2518.

150. Лучинин А. Г., Нусинович Г. С. Сравнение КПД и выходных мощностей МЦР – монотронов с различными электродинамическими системами / Электронная техника, Электроника СВЧ. – 1975. – Серия 1, №11. – С. 26 – 36.
151. Лучинин А. Г., Нусинович Г. С., Усов В. Г. и др. Электронная селекция мод в гиротронах, работающих на модах шепчущей галереи / Сб. научных трудов «Гиротроны», Горький, 1980. – С. 139.
152. Власов С. Н., Лучинин А. Г., Нусинович Г. С. и др. Гиротроны с двухзеркальными резонаторами / Сб. научных трудов «Гиротроны», Горький, 1980. – С. 160 – 170.
153. Kreischer K. E., Schutkeker J. B., Danly B. G. et. al. High efficiency operation on 140 GHz pulsed gyrotron / Int. J. Electron. – 1984. – Vol. 57, N. 6. – P. 835 – 850.
154. Felch K. et. al. Long-pulse and CW tests of a 110 – GHz gyrotron with an internal, quasioptical converter / IEEE Trans. Plasma Sci. – 1996. – Vol. 24, N. 3. – P. 558 – 569, 1996.
155. Kreischer K. E., Kimura T., Danly B. G. et. al. High-power operation of a 170 GHz megawatt gyrotron / Phys. Plasmas. – 1997. - Vol. 4, N. 5. – P. 1907 – 1914.
156. Gaponov A. V. et. al. Powerful millimeter-wave gyrotrons / Int. J. Electron. – 1981. – Vol. 51, N. 4. – P. 277 – 302.
157. Зарицына И. Г., Нусинович Г. С. О конкуренции произвольно разнесенных по частоте мод в гиромонотроне / Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 18, №2. – С. 303 – 306.
158. Wen Hu, Shapiro M. A., Kreischer K. E. et. al. 140-GHz gyrotron experiment based on a confocal cavity / IEEE Trans. Plasma Sci. – 1998. – Vol. 26, N. 3. – P. 366 – 374.

159. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Заславский В. Ю. и др. Субмиллиметровые планарные гиротроны с поперечным дифракционным выводом излучения / Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 37, вып. 2. – С. 62 – 70.
160. Глаголева-Аркадьева А. А. Тр. III съезда Российской Ассоциации физиков в Нижнем Новгороде. – 1922.
161. Matsuki Y., Fujiwara T. “Advances in High-Field DNP Methods”, Chapter 4, Experimental Approaches of NMR Spectroscopy: Methodology and Application to Life Science and Materials Science, Edited by The Nuclear Magnetic Resonance Society of Japan. Springer. – 2017. – P. 91-134.
162. Denysenkov V. et. al. Liquid state DNP using a 260 GHz high power gyrotron / Phys. Chem. Chem. Phys. – Vol. 12. – 2010. – P. 5786-5790
163. Becerra L. R., Gerfen G. J., Temkin R. J., Singel D. J., Griffin R. G. / Phys. Rev. Lett. – 1993. – Vol. 71. – P. 3561-3564.
164. Ardenkjaer-Larsen J., Fridlund B., Gram A., Hansson G., Hansson L., Lerche M., Servin R., Thaning M., Golman K. / Proc. Natl. Acad. Sci., U. S. A. – 2003. – Vol. 100. – P. 10158-10163.
165. Maly T., Debelouchina G. T., Bajaj V. S., Hu K.-N., Joo C.-G., Mak-Jurkauskas M. L., Sirigiri J. R., P. C. A. van der Wel, Herzfeld J., Temkin R. J., Griffin R. G. / J. Chem. Phys. – 2008. Vol. 128. – P. 052211(1-19).
166. Golman K., Zandt R. I., Lerche M., Pehrson R., Ardenkjaer-Larson J. H. / Cancer Res. – 2006. – Vol. 66. – P. 10855-10860.
167. Гершензон Е. М. Субмиллиметровая спектроскопия / Советский обзорительный журнал. – 1998. – № 4. – С. 78-85.
168. Matsuki Y., Ueda K., Idehara T. et. al. Application of Continuously Frequency-Tunable 0.4 THz Gyrotron to Dynamic Nuclear Polarization for

- 600 MHz Solid-State NMR/ J Infrared Milli Terahz Waves. – 2012. – №33. – P. 745-755.
169. Krupnov A. F. and Gershtain L. I. // Prib. Tekh. Eksp.. – 1970. – № 6. – P.143-144.
170. Townes C. H., Shawlov A. L. Microwave spectroscopy. – McGraw – Hill. – N. Y. –1955.
171. Третьяков М. Ю. Высокоточная резонаторная спектроскопия атмосфер-ных газов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. – Нижний Новгород : ИПФ РАН. – 2016. – 320 р.
172. Вальдов А. Н., Герштейн Л. И., Карякин Е. Н., Крупнов А. Ф., Масловский А. В. Повышение разрешающей способности субмиллиметрового радиоспектроскопа с лампой обратной волны и акустическим детектором / Приборы и техника эксперимента. – № 5.– 1974. –С. 110-111.
173. Lopatin I. V., Tishchenko A. S., Vyazmitinov I. A. et.al. Results of developing, research and application of electron-optical devices of millimeter wavelength range / Physics and engineering of microwaves: int. conf., 4 – 9 June 2001: conf. proc. – Kharkiv, 2001. – P. 556 – 558.
174. Vavriv D. M. Potential of the Clinotron for THz-Generation / AIP Conference Proceedings. – 2006. – Vol 807. – P. 367-372.
175. Molokovsky S. I., Sushkov A. D. Methods of fields calculations / in Intense Electron and Ion Beams. – Berlin, Germany: Springer. – 2005. –P. 27-45.
176. Морозов О. А., Воскобойников М. Ф., Каргин А. Н. и др. Второе рождение магнетронного направления / Электронная техника. Электроника СВЧ. Серия 1. – 2008. – № 3. – С. 3.

177. Капитонов В. Е. Метод синтеза оптимальных магнитных систем. – ИРЭ АН УССР, 1984. – 30 с. (Препринт / АН УССР, Ин-т радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова; ИРЭ АН УССР 1984-256).
178. Дормидонтов А. Г. Применение магнитов типа Nd-Fe-B в электровакуумном приборостроении: (Научно-производственный Комплекс «Магниты и Магнитные Технологии) / Бюллетень магнитного общества – 2003. – Т. 4, № 1. – С. 10.
179. User's guide for poisson/superfish group of codes: (Los Alamos National Laboratory, New Mexico) / М. Т. Menzel, Н. К. Stokes – 1989. – Available: <http://library.lanl.gov>
180. Евдокименко Ю. И., Лукин К. А., Шестопапов В. П. К двумерной нелинейной нестационарной теории генератора дифракционного излучения / Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1981. – Т. 10, № 334. – С. 35 – 40.
181. Одаренко Е. Н., Шматько А. А. Самовозбуждение колебаний в резонансных генераторах О-типа с длительным взаимодействием при наклонном магнитостатическом поле / Радиотехника и Электроника. – 1992. – № 2. – С. 303 – 310.
182. Бородкин А. И., Кириченко А. Я., Левин Г. Я. Об улучшении условий взаимодействия электронного потока с полем поверхностной волны в клинотроне при работе в слабо неоднородном магнитном поле / Тр. Ин-тардиофизикииэлектрон. АН УССР. – 1961. – Т. 9. – С. 273-277.
183. Ефимов Б. П. Многоволновый резонансный клинотрон миллиметрового диапазона / Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / НАН Украины. Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – Харьков, 2007. — Т. 12, спец. вып. – 71 –80 С.

184. Ваврив Д. М. Теория клинотрона / Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / НАН Украины. Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – Харьков, 2007. — Т. 12, спец. вып. – 35–47 С.
185. МильчоМ. В. Взаимодействе электронов с поперечной и продольной составляющими высокочастотного поля в генераторах типа клинотрон / Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / НАН Украины. Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – Харьков, 2007. — Т. 12, спец. вып. – 59–70 С.
186. Levush V., Antonsen T. M., Bromborsky A. et. al. Theory of relativistic backward-wave oscillators with end reflections / IEEE Trans. on Plasma Science. – 1992. – Vol. 20, N. 3. – P. 263 – 280.
187. Nusinovich G. S., Bliokh Yu. P. Mode interaction in backward-wave oscillators with strong end reflections / Physics of Plasmas. – 2000. – Vol. 7, N. 4. – P. 1294 – 1301.
188. Лысенко Е. Е., Паньков С. В., Пишко О. Ф. и др. Разработка клинотронов непрерывного действия для диапазона 400..500 ГГц / Электромагнитные волны и электронные системы. – 2010. – № 11. – С. 63-71.
189. Лысенко Е. Е., Пишко О. Ф., Чумак В. Г. и др. Экспериментальные исследования клинотронов субмиллиметрового диапазона длин волн / Электромагнитные волны и электронные системы. – 2009. – Т. 14, № 2. – С. 72 – 80.
190. Гершензон Е. М., Голант М. Б., Негирев А. А. и др. Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн / под ред. Н. Д. Девяткова. – М.: Радио и связь. – 1985. – С.250.
191. Komandin G. A., Chuchupal S. V., Lebedev S. P. et.al. BWO Generators for THz Dielectric Measurements // IEEE Trans. on Terahertz Science and Tech. – 2013. – Vol. 3, N. 4. – P. 440 – 444.

192. А. с. 486600 СССР, МКИ Н 01 J 29/56. Диодная электронная пушка для формирования тонких ленточных электронных потоков / А. И. Бородкин, Л. А. Кириченко, И. А. Книженко и др. – № 1993228/25; заявл. 01.02.74; опубл. 15.02.91, Бюл. № 6.
193. Kovshov Y. S., Ponomarenko S. S., Kishko S. A., Khutoryan E. M, Kuleshov A. N. Numerical Simulation and Experimental Study of SubTHz and THz CW Clinotron Oscillators / IEEE Transactions on Electron Devices. – 2018.
194. Chang N. C., Shaw A. W., Watkins D. A. The effect of beam cross-sectional velocity variation on backward-wave-oscillator current / IRE Trans. Electron Devices. – 1959. – Vol. 6, № 4. – P. 437-442.
195. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Электроника ламп обратной волны. – С.: Саратовский Университет. – 1975. – С.195.
196. Li Sh. et. al. Mode analysis and design of 0.3-THz Clinotron / Chinese Physics B. – 2016. – Vol. 25, № 10. – P. 108401.
197. Wang Z. et. al. High-Power Millimeter-Wave BWO Driven by Sheet Electron Beam / IEEE Trans. On Electron Devices. – 2013. – Vol. 60, № 1. –P. 471-477.
198. Khutoryan E. et. al. Theory of Multimode Resonant Backward-Wave Oscillator With an Inclined Electron Beam / IEEE Trans. Elec. Dev. – 2015. – Vol.62, № 5.–P. 1628-1634.
199. Kirley M. P., Booske J. H. The physics of conductivity at terahertz frequencies / Proc. 2015 IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Beijing. – 2015. – conf. proc., DOI: 10.1109/IVEC.2015.7223746.
200. Gamzina D. et. al. Nanoscale Surface Roughness Effects on THz Vacuum Electron Device Performance / IEEE Trans. on Nanotechnology. – 2016. – Vol. 15, № 1. – P. 85-93.

201. Bhattacharjee S. et. al. Folded Waveguide Traveling-Wave Tube Sources for Terahertz Radiation / IEEE Trans. on Plasma Sci. – 2004. – Vol.32, № 3. – P. 1002-1013.
202. Shin Y.-M. et. al. Study of High Frequency Micro-Fabricable Terahertz Sheet Beam Amplifier Integrated with Broadband Metamaterial Circuit / Pulsed Power Conference: int. conf., 11 – 12 Aug. 2010: conf. proc. – Nha Trang, 2010. – P. 373 – 378.
203. Steer B. et. al. Advantages of extended interaction klystron technology at millimeter and sub-millimeter frequencies / Communications and Electronics Conference: int. conf., 17 – 22 June 2007: conf. proc. – Albuquerque, 2007. – P. 1049 – 1052.
204. Dobbs R., Roitman A., Horoyski P. et.al. Fabrication Techniques for a THz EIK / Vacuum Electronics Conference: int. conf., 18-20 may 2010: conf. proc. – Monterey, 2010. – P. 181 – 182.
205. Голант М. Б., Маклаков А. А., Щур М. Б. Изготовление резонаторов и замедляющих систем. – М.: Советское Радио. – 1969. – С. 408.
206. Выполнение измерений параметров шероховатости поверхности по ГОСТ 2789–73 при помощи приборов профильного метода: лабораторная работа / сост. Б. Н. Хватов. – Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. унта. – 2006. – С.24.
207. Физика. Ч.3 Волновая и квантовая оптика: методические указания по выполнению лабораторных работ / сост. Т. Н. Сафонова. – Ливны: Изд-во Орел ГТУ. – 2008. – С.72.
208. Awad A. M., Abdel Ghany N. A., Dahy T. M. Remowal of tarnishing and roughness of copper surface by electropolishing treatment / Applied Surface Science. – 2010. – № 256. – P. 4370 – 4375.
209. Куш В. С., Голант М. Б., Задворнов М. Г. Метод изготовления замедляющих систем для ЛОВ субмиллиметрового диапазона волн /

- Вопросы спецрадиоэлектроники, серия Электроника СВЧ. – 1964. – Т. 7. – С. 121-125.
210. Куц В. С. Разработка мелкоструктурных замедляющих систем для СВЧ генераторов субмиллиметрового диапазона волн и их исследование: дис. канд. тех. наук, АН УССР. – Ин-т радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова. – Харьков. – 1971. – С. 172.
211. Левин Г. Я., Бородкин А. И., Ефимов Б. П., Васюренко А. П., Руденький Г. Я., Ендальцев Л. И. Изготовление гребенчатых замедляющих систем субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов радиоволн при помощи плавающей накатки / Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. ИРЭим. А. Я. Усикова. – 1962. – Т. 10. – С. 223-226.
212. Ponomarenko S. S., Kovshov Yu. S., Kishko S. A., Novikova-Korotun Yu. S., Khutoryan E. M., Kuleshov A. N. Development of compact CW clinotrons for DNP-NMR spectroscopy / Proc. 9th Int. Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2016). – 2016. – P. 1-4.
213. Mineo M., Paoloni C. Comparison of THz Backward Wave Oscillators Based on Corrugated Waveguides / Progress In Electromagnetics Research Letters. – 2012. – Vol. 30. – P. 163-171.
214. Holmberg, M., Dancila, D., Rydberg, A. et al. On Surface Losses in Direct Metal Laser Sintering Printed Millimeter and Submillimeter Waveguides. J Infrared Milli Terahz Waves. – 2018. – Vol. 39. – P. 535–545.
215. Joe J., Louis L., Scharer J., Booske J., Basten M. Experimental and theoretical investigations of a rectangular grating structure for low-voltage traveling wave tube amplifiers / Phys. Plasmas. – 1997. – Vol. 4, № 7. – P. 2707-2715.

216. Путилов К. А. Курс физики. Том II. Учение об электричестве. Учебное пособие. – М.: Гостехтеориздат. – 1962. – С. 583.
217. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. 3., Термодинамика и молекулярная физика. – М.: Наука. – 1975. – С. 552.
218. Tsimring Sh. E. Electron beams and microwave vacuum electronics. – New Jersey: John Wiley & Sons, Inc. – 2007. – P. 599.
219. Grow R. W., Watkins D. A. Backward-Wave Oscillator Efficiency / Proceedings of the IRE. – 1955. – Vol. 43, № 7. – P. 848 – 856.
220. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. – М.: Советское радио. – 1966. – С. 454.
221. Basten M. A., Booske J. H. Two-plane focusing of high-space-charge sheet electron beams using periodically cusped magnetic fields / Journal of Applied Physics. – 1999. – Vol. 85, № 9. – P. 6313-6322.
222. Кириченко А. Я. Ортоклинотронный эффект / Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2007. – Т. 12, спец. вып. – С. 117-121.
223. Shin Y.-M., Zhao J., Barnett L. R. et.al. Investigation of Terahertz Sheet Beam Traveling Wave Tube Amplifier with Nanocomposite Cathode / Physics of plasmas. – 2010. – Vol. 17. – P. 123105.1-123105.4.
224. Carlo A., Paoloni C., Brunetti F. et.al. The European project OPTHER for the development of a THz tube amplifier / Vacuum Electronics Conf.: int. conf., 28 – 30 Apr. 2009: conf. proc. – Rome, 2009. – P. 123.
225. Baig A., Shin Y.-M., Barnett L. R. et.al. Design, Fabrication and RF Testing of Near-THz Sheet Beam TWTA / Terahertz Science and Tech. – 2011. – Vol. 4, № 4. – P. 181 – 207.
226. Crank J. The Mathematics of Diffusion, 2nd ed. – Oxford, U.K.: Clarendon. – 1975.

227. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ: в 2 т. Т. 1. – М.: Высш. Школа. – 1972. – С.405.
228. Лысенко Е. Е., Пишко О. Ф., Чумак В. Г. и др. Тенденции развития клинотронов миллиметрового диапазона длин волн / Радиофизика и электроника: сб. науч. тр./ НАН Украины. Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – Харьков, 2008. — Т. 13, спец. выпуск. – 315 – 320 С.
229. Харченко М. А. Корреляционный анализ: учеб. пособие для вузов. – Воронеж: Изд-во Воронеж. гос. ун-та. – 2008. – С.31.
230. Ефимов Б. П., Кириченко А. Я., Бужинский А. П. Экспериментальное исследование влияния отражений на частотные характеристики ЛОВ миллиметрового диапазона / Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / НАН Украины. Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – Харьков, 1967. — № 15. – 141 – 157 С.
231. Steshenko S. O. Generalization of the mode-matching technique to the problems of scattering by semi-infinite slow-wave structures / Радиофизика и электроника. – 2020. — Т. 25, №6. – 10 –17 С.
232. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ / Изв. вузов. Радиофизика. – 1979. – Т. 21, № 7. – С. 1978-1052.
233. Бородкин А. И., Кириченко А. Я., Левин Г. Я. Об улучшении условий взаимодействия электронного потока с полем поверхностной волны в клинотроне при работе в слабо неоднородном магнитном поле / Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / НАН Украины. Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – Харьков, 1961. — Т. 9. – 273 –277 С.

234. Sattorov M., Khutoryan E., Lukin K. et al. Automodulation Processes in Clinotrons With Low-Focusing Magnetic Field / IEEE Trans. Elec. Dev. – 2015. – Vol. 62, № 5. – P. 1617-1621.
235. Schunemann K., Vavriv D. M. Theory of the clinotron: A grating backward-wave oscillator with inclined electron beam / IEEE Trans. on El. Dev. – 1999. – Vol. 46, N. 11. – P. 2245-2252.
236. Ефимов Б. П. Многоволновый резонансный клинотрон миллиметрового диапазона / Радиофизика и электроника. – 2007. – Т. 12. – С. 71-80.
237. Андрушкевич В. С., Гамаюнов Ю. Г., Патрушева Е. В. Нестационарная теория клинотрона / Радиотехника и электроника. – 2011. – Т. 56, № 4. –С. 493-499.
238. Kirilenko A. A., Senkevich S. L., Steshenko S. O. Application of the generalized scattering matrix technique for the dispersion analysis of 3D slow-wave structures / Telecommunications and Radio Engineering. – 2015. – Vol.74, № 17. – P. 1497-1511.
239. Steshenko S. O., Prikolotin S. A., Kirilenko A. A. et. al. Partial domain technique considering field singularities in the internal problems with arbitrary piecewise-coordinate boundaries: Part 2. Plane-transverse junctions and "in-line" objects / Telecommunications and Radio Engineering. – 2014. –Vol. 73, № 3. –P. 187-201.
240. Rud' L. A. E-plane T-junction of oversize rectangular waveguides / Radiophysics and Quantum Electronics. – 1985. – Vol. 28, № 2. –P. 146-151.
241. Marshall E. M., Walsh J. E., Price E. J., Jackson J. A. Dispersion relations for metal grating loaded resonators / Int. J. Inf. Millimeter Waves. – 1990. – Vol. 11, № 10. – P. 1189-1224.
242. Пишко О. Ф. Многоступенчатые замедляющие системы и их применение в клинотронах миллиметровых и субмиллиметровых волн:

- дисс. канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / Пишко Ольга Федоровна. – Х., 1998. – 178 с.
243. Пишко О. Ф., Чурилова С. А. Моделирование пространства взаимодействия в клинотронах миллиметровых и субмиллиметровых длин волн / Успехи современной радиоэлектроники. Зарубежная радиоэлектроника. – 2004. – № 1. – С. 10 – 19.
244. Kirilenko A., Kulik D., Steshenko S. et.al. Analysis of the Clinotron Slow-Wave Structure / Mathematical Methods in Electromagnetic Theory: Int. Conf., 26 – 29 June 2006: conf. proc. – Kharkiv, 2006. – P. 540 – 542.
245. Кириченко А. Я. Особенности возбуждения отрывающихся волн в открытой периодической структуре модулированным электронным потоком. – ИРЭ АН УССР, 1979. – 46 с. (Препринт / АН УССР, Ин-т радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова; ИРЭ АН УССР 1979-113).
246. Силин Р. А., Сазонов В. Замедляющие системы. – М.: Сов. Радио, 1966. – 632 с.
247. Бородкин А. И., Бузык Л. М., Лысенко Е. Е. и др. Исследование многоступенчатых замедляющих систем гребенчатого типа. – ИРЭ АН УССР, 1980. – 39 с. (Препринт / АН УССР, Ин-т радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова; ИРЭ АН УССР 1980-151).
248. Fujisawa K. The Laddertron. A New Millimeter Wave Power Oscillator / IEEE Trans. on Electron Dev. – 1964. – Vol. 11, N. 8. – P. 381 – 391.
249. Мирошниченко В. С. Резонансный способ согласования двойной периодической структуры в генераторе дифракционного излучения / Радиофизика и электроника. – 2013. – Т. 4 (18), №1. – С. 26 – 31.
250. Мясин Е. А. Проблемы создания оротронов с двухрядной периодической структурой коротковолновой части миллиметрового и

- субмиллиметрового диапазона волн / Радиотехника и Электроника. – 2008. – Т. 58 № 9. – С. 1185 – 1200.
251. Касьяненко А. П., Ефимов Б. П., Коротун Л. И. и др. Генератор с лестничной периодической структурой в волноводе / Электрон. техника. Серия 1. Электрон. СВЧ. – 1972. – № 8. – С. 121 – 122.
252. Мясин Е. А. Оротрон – мощный резонансный генератор О-типа сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн / Радиотехника. – 2004. – № 2. – С. 22–31.
253. Mizuno K., Ono S., Shibata Y. Two Different Mode Interactions in an Electron Tube with a Fabry-Perot Resonator - The Ledatron / IEEE Trans. on Electron Dev. – 1973. – Vol. 20, N. 8. – P. 749–752.
254. Мирошниченко В. С. Генераторы дифракционного излучения на пути к терагерцам / Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / НАН Украины. Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – Харьков, 2008. — Т. 13, спец. вып. – 290 –300 С.
255. Bratman V. L., Dumesh B. S., Fedotov A. E. et.al. Terahertz Orotrons and Oromultipliers / IEEE Plasma Sci. – 2010. – Vol. 38, N. 6. – P. 1466 – 1471.
256. Bratman V. L., Fedotov A. E., Makhalov P. B. Experimental demonstration of Smith-Purcell radiation enhancement by frequency multiplication in open cavity/ Applied Physics Letters. – 2011. – Vol. 98, N. 6. – P. 061503-1 – 061503-3.
257. Мясин Е. А., Соловьев А. Н. Оротрон с ДРПС при длине волны 1,3 мм с широким электронным потоком / Проблемы СВЧ Электроники: всеросс. науч. конф., 24 – 25 окт. 2007 г.: труды конф. – М., 2013. – Р. 89 – 93.
258. Богомолов Г. Д., Бородкин А. И., Куц В. С. и др. Исследование возбуждения системы типа “требенка” в оротронном режиме и режиме

- ЛОВ / Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1970. – № 1. – С. 97 – 102.
259. Нерубенко В. В., Цвык А. И. Исследование ГДИ в миллиметровом диапазоне длин волн / Радиотехника.–1971.–№19.–С 107 – 113.
260. Шестопалов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г. Дифракция волн на решетках. – Х.: Изд-во Харьк. ун-та, 1973. – 289 с.
261. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. – М.: Сов. Радио. – 1973. – С.593.
262. Шестопалов В.П., Вертий А.А., Ермак Г.П. и др. Генераторы дифракционного излучения / под ред. В. П. Шестопалова. – К.: Наук. думка, 1991. – 320 с.
263. Кравченко В. Ф., Сук А. Ф. Дифракционные свойства многоэлементных периодических структур из металлических идеально проводящих брусев / ДАН УССР. – 1974. – № 10. – С. 3.
264. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. – М.: АСТ, 1988. – 440 с.
265. Шестопалов В. П., Сиренко Ю. К. Динамическая теория решеток. – К.: Наук. думка, 1989. – 215 с.
266. Колмакова Н. Г. Аномальное прохождение ЭМВ сквозь запердельные отверстия и собственные колебания волноводных объектов и периодических структур / Н. Г. Колмакова, А. О. Перов, С. Л. Сенкевич [и др.] // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2011. –Т. 54, № 3. – С. 3 – 13.
267. Штейншлейгер В. Б. Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. – М.: Гос. Изд-во оборонной промышленности, 1955. – 114 с.
268. Ефимов Б. П., Лукин К. А., Ракитянский В. А.и др. Стохастическое взаимодействие мод в электронно-волновой автоколебательной системе

- с двумя каналами обратной волны / Письма в ЖТФ. – 1989. –Т. 15, № 18. – С. 9 – 12.
269. Курин В. Г., Скрынник Б. К., Шестопапов В. П. Самоорганизация междутиповых колебаний и маломодовый хаос в открытом резонаторе / Журнал технической физики. – 1996. – Т. 66., № 7. – С. 141 – 150.
270. Курин В. Г., Скрынник Б. К., Шестопапов В. П. Экспериментальное исследование междутиповых колебаний / ДАН УССР. – 1991. – Т. 317., №1. – С. 93 – 95.
271. Лысенко Е. Е., Пишко О. Ф., Чурилова С. А. Экспериментальное исследование клинотрона с распределенным квазиоптическим выводом энергии / Е. Е. Лысенко, // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, № 1. – С. 13 – 19.
272. Kino G. S., Taylor N. J. The Design and Performance of a Magnetron-Injection Gun / Trans. IRE. – 1962. – Vol. ED-9, No 1. – P. 1 – 11.
273. Krivosheev P. V., Lygin V. K., Manuilov V. N. et. al. Numerical Simulation Models of Focusing Systems of Intense Gyrotron Helical Electron Beams / Int. J. of Infrared and MM Waves. – 2001. – Vol. 22, № 8. –P. 1119–1146.
274. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Электронно-оптические системы приборов СВЧ. – Москва – Ленинград: изд-во «Энергия», 1965. – 232с.
275. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. – М.: Наука, 1972. – С. 273.
276. Цимринг Ш.Е. Формирование винтовых электронных пучков / Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (3-я зимняя школа-семинар инженеров). Саратов: Изд-во СГУ. - 1974. – Кн. 4. – С. 3 – 94.
277. Kufin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N. et. al. Theory of helical electron beams in gyrotrons / Int. J. Infrared Millim. Waves. – 1993. – Vol. 14, N. 4. – P. 783 – 816.

278. Cutler C.C. Instability of hollow and strip electron beams / *J. Appl. Phys.* – 1956. – Vol. 27. – P. 1928.
279. Lawson J.D. *The physics of charged-particle beams.* Oxford: Clarendon Press, 1988.
280. Manuilov V. N., Tsimting Sh. E. Synthesis of axially symmetric systems for shaping helical electron beams / *Radio Eng. Electron. Phys.* – 1978. – Vol. 18. – P. 111.
281. Tsimring Sh.E. Synthesis of systems for formation of helical electron beams / *Radiophys. and Quantum Electronics.* – 1977. – Vol. 20. – P. 1068.
282. Мануилов В.Н. Численное моделирование низкочастотных колебаний пространственного заряда и потенциала в электронно-оптической системе гиротрона / *Известия вузов. Радиофизика.* – 2006. – Т. 49, № 10. – С. 872–879.
283. Tsimring Sh. E. Gyrotron electron beams: velocity and energy spread and beam instabilities / *Int. J. of Infrared and Millim. Waves.* – 2001. – Vol. 22, N. 10.
284. Еграков В. С., Моисеев М. А., Эрм Р. Э. Влияние разброса электронных скоростей на характеристики гиротрона / *Электронная техника.* – 1980. – Сер. 1, Электроника СВЧ, №3. – С. 20.
285. Sprangle P., Vomvoridis J. L., Manheimer W. M. Theory of the quasioptical electron cyclotron maser / *Phys. Rev. A*, vol. 23, no 6, p.3126-3138, June 1981.
286. Ginsburg N. S., Zotova I. V., Sergeev A. S. et. al. High-Power Terahertz-Range Planar Gyrotrons with Transverse Energy Extraction / *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – Vol. 108, N. 105101. – P. 1-4.
287. Мееров И. Б., Бахраков С. И., Сурмин И. А. и др. Трехмерное моделирование плазмы методом частиц в ячейках на Intel Xeon Phi:

оптимизация вычислений и примеры использования /
Суперкомпьютерные дни в России. – М.– 2015. – С. 495-508.

288. Filipič G. Principles of ‘particle-in-cell’ simulations // 2008. – Accessed: Oct. 17, 2017. [Online]. Available: http://mafija.fmf.uni-lj.si/seminar/files/2007_2008/Seminar2.pdf
289. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. – М.: Атомиздат, 1979.
290. Горбенко Н.И., Ильин В.П., Попова Г.С, Свешников В.М. Численные методы решения задач электронной оптики. – Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1979.
291. Herrmannsfeldt W. EGUN: An electron optics and gun design program. – Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA, Tech. Rep. SLAC – 0331 UC – 28, 1988.
292. Кулешов А.Н. Формирование и транспортировка нерелятивистских электронных потоков для приборов и устройств на магнитотормозном излучении: диссертация кандидата физ.-мат. наук: 01.04.04 / Кулешов Алексей Николаевич. – Харьков, 2010. – 124 с.
293. Ефимов Б.П. Генераторы стохастических колебаний на ЛОВ – клинотроне для систем скрытной связи, радиопротиводействия и радиомаскировки в миллиметровом диапазоне / Радиофизика и электроника. – 2007. – Т. 12. – С. 109 – 116.
294. Mueller E. R. Terahertz radiation: Applications and sources / Ind. Phys. – 2003. – Vol. 9, no. 4. – P. 27–29, A
295. Likhachev A., Danik A., Kovshov Y., et. al. Compact radiation module for THz spectroscopy using 300 GHz continuous-wave clinotron / Rev. Sci. Instrum. – 2019. – Vol. 90, no. 3.

296. Yefimov B. P., Levin G. Ya. Multiwave Resonance BWT of Clinotron type of MM-Radio wave Band / *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves.* – 1997. – Vol. 18, № 11. – P. 31-39.
297. Rusin F. S., Bogomolov G. D. Orotron as the generator of the millimeter range / *Powerful electronics.* – 1968. – № 5. –P. 45-51.
298. Papadakis S. J. et. al. Orotron-based sub-millimeter-wave source, in *Passive Millimeter-Wave Imaging Technology XIII*, ed. D. A. Wikner, A. R. Luukanen / *Proc. SPIE.* – 2010. – Vol. 7670. –P. 76700O.
299. Chen Z. et. al. Novel low-voltage sub-terahertz range radial backward wave oscillator / *Physics of Plasmas.* – 2017. – Vol. 24. – P. 013109.
300. Kasyanenko A. P., Kapitonov V. E., Lopatin I. V. Average power millimeter wave band travelling wave tube / *Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves: int. symp., 4-9 June 2001: symp. proc.* – Kharkiv, 2001. – P. 553 – 555.
301. Bratman V. et al. Gyrotron development for high power THz technologies at IAP RAS / *J. Infr., Millim., Terahertz Waves.* – 2012. – Vol. 33, no. 7. – P. 715–723.
302. Idehara T. et al. Development of a compact sub-THz gyrotron FU CW CI for application to high power THz technologies / *J. Infr., Millim., Terahertz Waves.* – 2012. – Vol. 33. – P. 724–744.
303. Bratman V. L., Kalynov K. Y., Makhlov P. B., Fedotov A. E. New versions of terahertz radiation sources for dynamic nuclear polarization in nuclear magnetic resonance spectroscopy / *Radiophys. Quantum Electron.* – 2014. – Vol. 56, nos. 8–9. – P. 532–541.
304. Bratman V., Fedotov A., Kalynov Y. Numerical study of a low-voltage gyrotron ('Gyrotrino') for DNP/NMR spectroscopy / *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2017. – Vol. 45, no. 4. – P. 644–648.

305. Sirigiri J. R., Maly T. Integrated high-frequency generator system utilizing the magnetic field of the target application. – U.S. Patent 8 786 284, Jul. 22, 2014.
306. Bratman V. L., Fedotov A. E., Kalynov Y. K., Osharin I. V., Zavolsky N. A. Smooth wideband frequency tuning in low-voltage gyrotron with cathode-end power output / IEEE Trans. Electron Devices. – 2017. – Vol. 64, no. 12. – P. 5147–5150.
307. Xiang-Bo Q., Du C.-H., Liu P.-K. Broadband ultra-low-voltage terahertz gyrotron / Proc. 2015 Asia–Pacific Microw. Conf. (APMC), Nanjing, China, vol. 2, Dec. 2015, pp. 1–3.
308. Bratman V. et al. Operation of a sub-terahertz CW gyrotron with an extremely low voltage / Phys. Plasmas. – 2017. - Vol. 24, no. 113105.
309. Glyavin M. Y., Zavolskiy N. A., Sedov A. S., Nusinovich G. S. Low-voltage gyrotrons / Phys. Plasmas. – 2013. - Vol. 20, no. 3. – P. 033103.
310. Ginzburg N. S. et al. Improvement of stability of high cyclotron harmonic operation in the double-beam THz gyrotrons / IEEE Trans. Plasma Sci. – 2016. – Vol. 44, no. 8. – P. 1303–1309.
311. Manuilov V. N., Glyavin M. Yu, Sedov A. S., Zaslavsky V. Yu, Idehara T. Design of a second harmonic double-beam continuous wave gyrotron with operating frequency of 0.79 THz / J. Infr., Millim., Terahertz Waves. – 2015. - Vol. 36, no. 12. – P. 1164–1175.
312. Glyavin M. Y. et al. Development and preliminary tests of a second harmonic double-beam continuous wave gyrotron with operating frequency of 0.79 THz / Proc. 41st Int. Conf. Infr., Millim., Terahertz Waves, Copenhagen, Denmark, Sep. 2016, pp. 1–2.
313. Idehara T. et al. Experimental study of a THz band double-beam gyrotron / Proc. 42nd Int. Conf. Infr., Millim. Terahertz Waves, Cancun, Mexico, Aug./Sep. 2017, pp. 1–2.

314. Manuilov V., Zaslavsky V., Zotova I., Idehara T., Glyavin M. Two-stage energy recovery system for THz band double-beam gyrotron / Proc. 43rd Int. Conf. Infr., Millim., Terahertz Waves, Nagoya, Japan, Sep. 2018, p. 1.
315. Bandurkin I. et. al. Simulations of sectioned cavity for high-harmonic gyrotron / IEEE Trans. Electron Devices. – 2017. – Vol. 64, no. 1. – P. 300–305.
316. Ginzburg N. S. et. al. A proposal to use reflection with delay for achieving the self-modulation and stochastic regimes in millimeter-wave gyrotrons / Tech. Phys. Lett. – 1998. – Vol. 24, no. 6. – P. 436–438.
317. Glyavin M. Y., Zapevalov V. E. Reflections influence on the gyrotron oscillation regimes / Int. J. Infr. Millim. Waves. – 1998. – Vol. 19, no. 11. – P. 1499–1511.
318. Кирштейн П. Т., Кайно Г. С., Уотерс У. Е. Формирование электронных пучков. – Издательство «МИР», Москва, 1970. – 595 с.
319. Гольденберг А. Л., Петелин М. И. Формирование ВЭП в адиабатической пушке / Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1973. – Т. 16, №1. – С. 141 – 149.
320. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Траекторный анализ винтовых электронных пучков с учетом сил пространственного заряда / Электрон. Техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. – 1977. - №4. – С. 67 – 76.
321. Мануилов В.Н. , Цимринг Ш.Е. Об учете сил пространственного заряда при траекторном анализе протяженных электронных пучков / Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1981. – Т. 24, №4. – С. 491 – 497.
322. Лыгин В.К. Расчет адиабатических пушек МЦР, формирующих квазиламинарные пучки электронов с малым разбросом осцилляторных скоростей / Электрон. Техника. Сер.1. Электроника СВЧ. – 1980. - №1. – С. 62 – 68.

323. Запевалов В. Е., Куфтин А. Н., Лыгин В.К. и др. Численное моделирование и экспериментальное исследование магнетронно – инжекторных пушек мощных коротковолновых гиротронов / Изв. ВУЗов, Радиофизика. – 1992. – Т. 35, №11 – 12. – С. 999 – 1007.
324. Запевалов В.Е., Мануилов В.Н. , Цимринг Ш.Е. К теории винтовых пучков с захваченными электронами / Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1990. – Т. 33, №12. – С. 1406 – 1411.
325. Кунцевич А.Д., Мануилов В.Н. Колебательные процессы в МИП гиротронов с коррекцией магнитного поля в области магнитного зеркала / Вестник Нижегородского университета имени Н.И. Лобачевского. – 2011. - №5(3). – С. 339-347.
326. Молоковский С. И., Сушков А. Интенсивные электронные и ионные пучки [2-е изд.]. –М.: Энергоатомиздат, 1991.– 304 с.
327. Кудинцева Г. А., Мельников А. И., Морозов А. В., Никонов Б. П. Термоэлектронные катоды. – М.: Энергия, 1966. – 369 с.
328. Москалев В. А., Сергеев Г. И., Шестаков В. Г. Измерение параметров заряженных частиц. / М.: Атомиздат, 1980.
329. Евтифеева Е. С., Кибардина Х. А. Методы экспериментального исследования электронных пучков / Вопросы радиоэлектроники. – 1961. – Сер. 1. Электроника, вып. 8. – С. 54 – 107.
330. Александров А. Г., Заморозков Б. М., Калинина Ю. А. Методы экспериментального исследования структуры электронных пучков приборов О – и М – типов / Обзоры по электронной технике. – 1973. – Сер. 1. Электроника СВЧ, вып. 8 (108).
331. Авдошин Е. Г., Гольденберг А. Л. Экспериментальное исследование адиабатических электронных пушек МЦР / Радиофизика. – 1973. – Т. 16, №10. – С. 1457 - 1466.

332. W.C. Guss, M.A. Basten, K.E. Kreischer et. al. Velocity spread measurements on a magnetron injection gun beam / J. Appl. Phys. – 1994. – Vol. 76, N. 6. – P. 3237 – 3243.
333. A.N. Andronov et. al. Formation and Diagnostic of helical gyrotron electron beams / Conf. Digest 20th Conf. IR and MM Waves. Orlando, Fl. – 1995. – P. 141.
334. Avdoshin E.G., Nikolaev L.V., Platonov I.N. et. al. Experimental investigation of the velocity spread in helical electron beams / Radiophys. and Quantum Electronics. – 1973. – Vol. 16. – P. 461.
335. Glyavin M. Yu., Goldenberg A. L., Kuftin A. N. et. al. Experimental studies of gyrotron electron beam systems / IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – Vol. 27. – P. 474.
336. Кириченко А.Я., Солодовник В.А. Исследование особенностей возбуждения предварительно промодулированным электронным потоком электродинамических систем в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах / заключительный отчет по НИР «Переход», Харьков, 1980.
337. Воробьев Г.С., Барсук И.В., Дрозденко А.А. Методы формирования и анализа интенсивных пучков электронов в статических электромагнитных полях / Ж. нано - электрон. физ. – 2011. – Т. 3, № 3. – С. 70-84.
338. Хейтер, Лоу, Ли-Уильсон, Монк. Катоды из тугоплавких металлов. Сб. Электронные СВЧ приборы со скрещенными полями Ч.1 / под ред. М. М. Федорова. – М.: Изд-во иностр. лит., 1961. – С. 116-126.
339. Вертий А.А., Иванченко И.В., Попенко Н.А. и др. Исследование короткофокусных открытых резонаторов, применяемых в дифракционной электронике / Радиотехника и электроника. – 1986. – Т. 1, №1. – с. 126 – 134.

340. Глоге Д. Расчет оптических резонаторов и линзовых систем. – Квазиоптика. М. Мир, 1966. – с. 280 – 314.
341. Ищенко Е.Ф. Открытые оптические резонаторы: Некоторые вопросы теории и расчета. – М. Сов. радио, 1980. – 208 с.
342. Воробьев Г.С., Петровский М.В., Журба В.О. Резонансные квазиоптические структуры в технике и электронике КВЧ (обзор) / Вестник СумГУ. – 2006. - № 6(90). – С. 5 – 21.
343. Лысенко Е. Е., Пишко О. Ф., Чумак В. Г. и др. Добротность резонансной линии клинотронов миллиметрового диапазона / Радиофизика и радиоастрономия.– 2001. – Т. 6, № 4. – С. 317–322.
344. Shin Y.-M., Baig A., Barnett L. R. et.al. Modeling investigation of an ultrawideband terahertz sheet beam traveling-wave tube amplifier circuit / IEEE Trans. Electron Devices. – 2011. – Vol. 58, N. 9. – P. 3213 – 3219.
345. Wang G. et al. Study on 0.34 THz overmoded surface wave oscillator/ Acta Physica Sinica -Chinese Edition. – 2015. – Vol. 64, Issue 5. – p. 050703.
346. Gardelle J. et. al. A Compact THz Source: 100/200 GHz Operation of a Cylindrical Smith–Purcell Free-Electron Laser / IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2016. – Vol. 6, № 3. – P. 1-6.
347. Shuang Li et. al. Study on the stability and reliability of Clinotron at Y-band / Physics of Plasmas. – 2017. – Vol. 24. – P. 113108. Chen Z. et. al. Development of a novel overmoded sub-terahertz inclined coaxial clinotron with asymmetric mode suppressed / Physics of Plasmas. – 2017. – Vol. 24. – P. 103109.
348. Vyas P., Choyal Y., Maheshwari K. P., Mittal K. C. Effect of beam thermal spread on BWO (backward wave oscillator) interaction / Phys. Scripta. – 2004. – Vol. 69, № 1. –P. 55-58.
349. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П. и др. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона

- сантиметровых волн / Изв. ВУЗов, Радиофизика. – 1975. – Т.18, №2. – С. 343 – 350.
350. Русин Ф. С., Синенко Л. А. Влияние пульсаций электронного потока на работу оротрона / Радиотехника и электрон. – 1979. – Т. 24, № 7. – С. 1396-1404
351. Blank M. Millimeter-wave Sources for DNP-NMR /M. Blank, K. L. Felch / eMagRes. – 2018. –Vol. 7. – P. 155-166, DOI: 10.1002/9780470034590.emrstm1582.
352. Ueda K., Matsuki Y., Fujiwara T. et. al. Further characterization of 394-GHz Gyrotron FU CW GII with additional PID control system for 600-MHz DNP-SSNMR spectroscopy / Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2016. – Vol. 37. – P. 825–836.
353. Ogawa I., Ikeda R., Tatematsu Y., Idehara T., Saito T. Stabilization of gyrotrons output power using feedback control / 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMWTHz), Wollongong, Australia, Sep. 2012.
354. Fernandez A., Glyavin M., Martin R. et al. Some opportunities to control and stabilize frequency of gyrotrons / Proc. of 4th Int. Conf. IVEC, Seoul, 2003, p. 172
355. Microtech Instruments, Inc. (2018). QS2-500 data sheet. Accessed: Apr. 30, 2018. [Online]. Available: <http://mtinstruments.com/2012%20Datasheets/QS2/QS2-500.pdf>.
356. Khutoryan E. M. et. al. Stabilizations of gyrotron frequency and power by PID double feedback control on the acceleration and anode voltages / 9th Int. Kharkiv Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – Vol. 56, № 1. –P. 1-3.
357. MacHattie R. Extended Interaction Klystrons for DNP–NMR / [Online] <https://wiki.epfl.ch/thz/documents/CPI%20EIK%20DNP%20Update.pdf>

358. Мильчо М. В. Взаимодействие электронов с поперечной продольной составляющей высокочастотного поля в генераторах типа клинотрон / Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАНУ Украины. – 2007. – Т. 12, спец. вып. – С. 59–70.
359. Мильчо М. В., Завертаный В. В., Кириченко Л. А. и др. Механическая перестройка частоты в генераторах типа клинотрон / Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / НАН Украины. Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – Харьков, 2006. — Т. 11, № 1. – 130–137 С.
360. Кузнецов А. П., Кузнецов С. П. Нелинейные нестационарные уравнения взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями вблизи границы зоны Бриллюэна / Изв. вузов. Радиофизика. – 1984. – Т. 17, № 12. – С. 1575 – 1583.
361. Xie W. et al. Three-dimensional nonlinear analysis of a single-grating rectangular waveguide Cerenkov maser / Physics of Plasmas. – 2015. – Vol. 22, № 4. – P. 042307.
362. Mineo M., Paoloni C. Double-Corrugation Rectangular Waveguide Slow-wave Structure for THz Vacuum Devices / IEEE Trans. On Electron Devices. – 2010. – Vol. 57, № 11. – P. 3169-3175.
363. Petelin M.I. and A.S. Sedov, Frequency response of voltage-modulated gyrotrons / Terahertz Science and Technology. – 2009. – Vol. 2, no. 3. – P. 102-104.
364. www.spellmanhv.com
365. www.ni.com
366. Мовшевич Б. З., Цветков А. И., Глявин М. Ю., Фокин А. П. Быстродействующий регулятор анодного напряжения гиротрона / Приборы и техника эксперимента. – 2020. - №6. – С. 40-45.

367. Кулешов Е. М. Измерения в субмиллиметровом диапазоне волн / Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых волн. – К. – 1989. – Глава 8. – С. 140 – 157.
368. Билько М. И., Томашевский А. К., Шаров П. П., Баймуратов Е. А. Измерение мощности на СВЧ. – М.: Сов. Радио, 1985. – 168 с
369. Bezborodov V. I., Kiseliov V. K., Kuleshov Y. M., Yanovsky M. S. Quasi-optical radio measuring devices for shorter-millimeter and submillimeter wavelengths, based on the metal-dielectric waveguide of square cross-section / Telecomm. Radio Eng. – 2009. – Vol. 68, № 5. –P. 371-383.
370. Запевалов В. Е. Эволюция гиротронов / Известия ВУЗов. Радиофизика. – 2011. – Т. 54, № 8-9. – С. 559-572.

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИССЕРТАЦІЇ

1. Б. П. Ефимов, А. Н. Кулешов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, Э. М. Хуторян, “Возбуждение мазера на циклотронном резонансе при низких ускоряющих напряжениях”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 17, № 942, с.81–86, 2010.
2. Б. П. Ефимов, А. Н. Кулешов, С. С. Пономаренко, “Возбуждение переходного излучения в миллиметровом диапазоне электронными сгустками, падающими на проволочный экран”, Радиофизика и электроника, Т. 2, № 16, с. 71 – 76, 2011.
3. С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. Н. Кулешов, Э. М. Хуторян, В. В. Завертанный, Л. А. Кириченко, А. С. Тищенко, Б. П. Ефимов, “Транспортировка нерелятивистских электронных потоков в слабо неоднородных магнитных фокусирующих полях для клинотронов субмиллиметрового диапазона”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 21, № 1038, с.77–82, 2012.
4. В. В. Завертанный, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, Б. П. Ефимов, А. Ф. Забродский, Л. А. Кириченко, Т. В. Кудинова, А. Н. Кулешов, “Магнитная фокусирующая система интенсивных электронных пучков для клинотронов субмиллиметрового диапазона”, Изв. ВУЗов. Прикладная и нелинейная динамика, Т. 20, № 5, с. 112–120, 2012.
5. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, V. V. Zavertanniy, I. V. Lopatin, B. P. Yefimov, “400 GHz Continuous-Wave Clinotron Oscillator”, IEEE Trans. on Plasma Science, vol. 41, № 1, pp.82–86, 2013.
6. А. Н. Кулешов, “Стабилизация мощности излучения вакуумных электронных приборов субмиллиметрового диапазона”, Вестник ХНУ

- имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 22, № 1067, с.43–47, 2013.
7. С. А. Кишко, А. Н. Кулешов, Б. П. Ефимов, “Возбуждение колебаний конфокального резонатора низковольтным ленточным винтовым электронным пучком в миллиметровом диапазоне”, Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника», Т. 23, № 1094, с.14–19, 2013.
 8. Э. М. Хуторян, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. Н. Кулешов, К. А. Лукин, “Колебания в генераторе О-типа при возбуждении объемно-поверхностной моды резонатора с периодически неоднородной гребенкой”, Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика, Т. 21, № 2, с. 9–19, 2013.
 9. S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, A. N. Kuleshov, V. V. Zavertanniy, B. P. Yefimov, I. Alexeff, “Low-Voltage Cyclotron Resonance Maser”, IEEE Trans. on Plasma Science, vol. 41, № 9, pp.2475–2479, 2013.
 10. А. Н. Кулешов, “Разработка компактных источников электромагнитного излучения средней мощности миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов”, Радиофизика и Электроника, Т. 4, № 4, с. 73–79, 2013.
 11. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, B. P. Yefimov, A. N. Kuleshov, “Development of 94 GHz BWO – klynotron with 3-stage grating”, Telecommunications and Radio Engineering, vol. 73, № 3, pp.271–281, 2014.
 12. S. A. Kishko, A. N. Kuleshov, M. Yu. Glyavin, I. V. Zotova, I. V. Zheleznov, N. S. Ginzburg, V. N. Manuilov, V. Yu. Zaslavskii, “Development of the 75 GHz planar gyrotron with transverse energy extraction”, Journal of

- Communications Technology and Electronics, vol. 59, № 7, pp.777–781, 2014.
13. T. Idehara, A. N. Kuleshov, K. Ueda, E. M. Khutoryan, “Power Stabilization of High-Frequency Gyrotrons Using a Double PID Feedback Control for Applications to High Power THz Spectroscopy”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 35, № 2, pp.159–168, 2014.
14. E. M. Khutoryan, T. Idehara, A. N. Kuleshov, K. Ueda, “Gyrotron Output Power Stabilization by PID Feedback Control of Heater Current and Anode Voltage”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 35, № 12, pp.1018–1029, 2014.
15. Yu. S. Kovshov, S. V. Starokozhev, S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, S. A. Vlasenko, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, “Transportation of low-voltage sheet helical electron beam for confocal gyrotron with pulsed magnetic system”, *Journal of Nano- and Electronic Physics*, vol. 7, № 3, pp.1–7, 2015.
16. Ю. С. Ковшов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, С. А. Власенко, Ю. С. Новикова-Коротун, В. В. Завертанный, А. Н. Кулешов, “Моделирование и экспериментальное исследование характеристик клинотронов непрерывного действия в диапазоне частот 125... 135 ГГц”, *Радиофизика и Электроника*, Т. 7, № 2, с. 45–52, 2016.
17. Ю. С. Ковшов, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. А. Лихачов, С. А. Власенко, В. В. Завертанный, Э. М. Хutoryan, А. Н. Кулешов, “Высокочастотные омические потери в клинотронах непрерывного действия терагерцевого диапазона частот”, *Радиофизика и Электроника*, Т. 8, № 1, с. 68–76, 2017.
18. T. Idehara, M. Glyavin, A. Kuleshov, S. Sabchevski, V. Manuilov, V. Zaslavsky, I. Zotova, A. Sedov, “A Novel THz-Band Double-Beam Gyrotron

- for High-Field DNP NMR Spectroscopy”, *Review of Scientific Instruments*, 88, 094708, pp. 1-5, 2017.
19. E. M. Khutoryan, Yu. S. Kovshov, A. A. Likhachev, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, K. A. Lukin, V. V. Zavertanniy, T. V. Kudinova, S. A. Vlasenko, A. N. Kuleshov, T. Idehara, “Excitation of hybrid space-surface waves in clinotrons with non-uniform grating”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 39, № 3, pp.236–249, 2018.
20. Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Numerical simulation and experimental study of sub-THz and THz CW clinotron oscillators”, *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 65, № 6, pp.2177–2182, 2018.
21. Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, A. A. Likhachev, A. A. Danik, L. P. Mospan, S. A. Steshenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, “Effect of Mode Transformation in THz Clinotron”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 39, № 11, pp.1055–1064, 2018.
22. A. Kuleshov, Y. Ishikawa, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, T. Idehara, E. Khutoryan, S. Kishko, S. Ponomarenko, M. Glyavin, I. Bandurkin, V. Manuilov, A. Fedotov, T. Saito, “Low-Voltage Operation of the Double-Beam Gyrotron at 400 GHz”, *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 67, № 2, pp.673–676, 2020.

**Апробация результатов, представленных в диссертации, на
международных научных конференциях**

1. С.С. Пономаренко, А.Н. Кулешов, В.В. Завертанный, С.А. Кишко, Компактная магнитная фокусирующая система для клинотрона субмиллиметрового диапазона / XV международная зимняя школа-семинар по электронике СВЧ и радиофизике: 6-11 фев. 2012 г.: материалы школы-семинара. – Саратов, 2012. – С. 69.
2. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, A. S. Tishchenko, B. P. Yefimov, Development of CW Clinotron Oscillator at 400 GHz / Mathematical Methods in Electromagnetic Theory: int. conf., 28 – 30 aug. 2012: conf. proc. – Kharkiv, 2012. – P. 348 – 352.
3. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, Hybrid mode of surface-volume waves in BWO with nonuniform grating / Physics and engineering of microwaves: int. symp., 23-28 june 2013: symp. proc. – Kharkiv, 2013. – P. 391 – 393.
4. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, On Ohmic Losses Decrease in THz BWO-Clinotron Oscillators / Infrared, Millimeter and Terahertz Waves: int. conf., 1 – 6 sep. 2013: conf. proc. – Mainz on the Rhine, 2013. – P. 33 – 34.
5. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, Millimeter wave BWO-oscillator with multistage grating / Antenna Theory and Techniques: int. conf., 16 – 20 sep. 2013: conf. proc. – Odessa, 2013. – P. 515-517.
6. A. N. Kuleshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, V. V. Zavertanniy, E. M. Khutoryan, B. P. Yefimov, Sub-THz CW Clinotron Oscillators with Increased Output Power / IEEE International Vacuum Electronics

- Conference: int. conf., 22 – 24 apr. 2014: conf. proc. – Monterey, 2014. – P. 73-74.
7. S. Kishko, I. Alexeff, B. Yefimov, S. Ponomarenko, A. Kuleshov, Negative mass instability in Low Voltage Maser on Cyclotron Resonance / Mathematical Methods in Electromagnetic Theory: 14 int. conf., 28 – 30 aug. 2012: conf. proc. – Kharkiv, 2012. – P. 344 – 347.
 8. S. Kishko, N. Ginzburg, M. Glyavin, V. Zaslavsky, I. Zotova, A. Sergeev, A. Kuleshov, Modeling and development of tunable gyrotron with a planar electron beam / Microwave & Telecommunication Technology (CriMiCo'2012): 22nd int. conf., 10-14 sept. 2012: conf. proc. – Sevastopol, 2012. – P. 781 – 782.
 9. S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, M.Yu. Glyavin, I.V. Zotova, I.V. Zheleznov, N.S. Ginzburg, V.N. Manuilov, V. Yu. Zaslavsky, Optimization of a magnetron-injection gun for a planar gyrotron / Symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves and workshop on terahertz technology: int. conf., 23-28 Jun. 2013: conf. proc. – Kharkiv, 2013. – P. 388 – 390.
 10. S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, M.Yu. Glyavin, I.V. Zotova, I.V. Zheleznov, N.S. Ginzburg, V.N. Manuilov, V. Yu. Zaslavsky, Low-Voltage Planar Cyclotron Resonance Maser Based on a Confocal Cavity/ Infrared, Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz: int. conf., 1 – 6 sept. 2013: conf. proc. – Mainz on the Rhine, 2013. – P. 1 – 2.
 11. S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, Development of the planar low-voltage cyclotron resonance maser with a sheet helical electron beam / Antenna Theory and Techniques: int. conf., 16-20 sept. 2013: conf. proc. – Odessa, 2013. – P. 220 – 222.

- 12.S.A. Kishko, S.S. Ponomarenko, A.N. Kuleshov, B.P. Yefimov, Planar Magnetron-Injection Gun for Low-Voltage Quasi-Optical Gyrotron / IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf., 22-24 apr. 2014: conf. proc. – Monterey, 2014. – P. 439 – 440.
- 13.S. S. Ponomarenko, Y. S. Kovshov, S. A. Kishko, Y. S. Novikova-Korotun, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, Development of compact CW clinotrons for DNP-NMR spectroscopy / 9th Int. Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-4, DOI: 10.1109/MSMW.2016.7538043.
- 14.S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, Yu. S. Kovshov, A. N. Kuleshov, Waveguide output for 130 GHz CW clinotron / 9th Int. Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-3, DOI: 10.1109/MSMW.2016.7538044.
- 15.S. Ponomarenko, Yu. Kovshov, S. Kishko, A. Kuleshov, Numerical simulation and experimental study of 130 GHz CW clinotron oscillator / IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf. – 19 – 21 Apr. 2016: conf. proc. – Monterey. – P. 1-2.
- 16.Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, Demonstration of a mode transformation effect in 300-GHz CW clinotron / 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 254 - 257, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460346.
- 17.Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, V. Zheltov, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov, Electron beam velocity spread effect on a clinotron operation / 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 326 - 329, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460245.

18. Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov, Tracking analysis of a sheet electron beam for clinotron tube / 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 330 - 333, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460387.
19. A. Likhachev, S. Kishko, S. Ponomarenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, M. Glyavin, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, T. Idehara, Low-Voltage Adiabatic Magnetron Injection Gun for 400 GHz Gyrotron / 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW 2020). – Kharkiv, Ukraine. – Sept. 21-25, 2020. – P. 950 - 953, DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252629.
20. A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, E. Khutoryan, A. Kuleshov, K. Lukin, THz Clinotron Operating in New Regime of Hybrid Surface-Volume Mode with Wide Frequency Tuning Range / 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW 2020). – Kharkiv, Ukraine. – Sept. 21-25, 2020. – P. 942 - 945, DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252641.