

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

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Хуторян Едуард Михайлович

УДК 621.385.6

ДИСЕРТАЦІЯ

ЗБУДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ КОЛИВАНЬ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО
ТА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНІВ В ЕЛЕКТРОННО-ВАКУУМНИХ
ПРИЛАДАХ З ПРОСТОРОВО РОЗВИНУТИМ ЗВОТНИМ ЗВ'ЯЗКОМ

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

_____ Е. М. Хуторян

Харків – 2023

АНОТАЦІЯ

Хуторян Е. М. Збудження електромагнітних коливань субтерагерцового та терагерцового діапазонів в електронно-вакуумних приладах з просторово розвинутим зворотним зв'язком. – 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, 2023.

Дисертаційну роботу присвячено вирішенню важливої науково-прикладної проблеми підвищення ефективності взаємодії електронних потоків із електромагнітними полями субтерагерцового (субТГц) і терагерцового (ТГц) діапазонів в електронно-вакуумних приладах (ЕВП) Черенковського типу та в мазерах на циклотронному резонансі (МЦР). З метою подолання «ТГц провалля» детально вивчені закономірності та явища, притаманні фізичним процесам в цих приладах, що дозволило запропонувати створення зворотного зв'язку, який може суттєво зменшити вплив негативних факторів, що впливають на ефективність ТГц ЕВП. Так, наприклад, досліджено режим на гібридних об'ємно-поверхневих модах, при якому значно зменшується чутливість до омичних втрат в уповільнювальній системі Черенковського генератора. Також розглянуто резонансний зворотний зв'язок, породжений додатковими відбивачами, та позарезонаторною взаємодією для ефективної генерації та розширення діапазону частотного перестроювання в гіротроні. Під час дослідження процесів взаємодії стрічкових і полігвинтових електронних потоків з електромагнітними хвилями, що збуджувались у надрозмірних електродинамічних системах електронно-вакуумних генераторів субТГц і ТГц

діапазонів, було вперше виявлено низку фізичних ефектів, що суттєво впливають на вихідні характеристики приладів. **Наукова новизна** проведених досліджень полягає в тому, що: 1) вперше теоретично й експериментально продемонстровано, що наявність відбиття з затримкою в субТГц гіротроні: приводить до зменшення стартового струму, розширює діапазон частотного перестроювання за рахунок збудження прямої хвилі з великим аксіальним хвильовим числом і має сильний вплив на конкуренцію мод, призводячи до подавлення генерації на другій циклотронній гармоніці модою з частотою на першій гармоніці, та навпаки; також може спостерігатись кооперативна взаємодія мод з підвищенням потужності обох мод; при зміні положення відбивача, магнітного поля, прискорювальної напруги тощо призводить до складного гістерезису; 2) вперше теоретично й експериментально розглянуто позарезонаторну взаємодію в ТГц гіротроні при збудженні мод з вищими радіальними індексами у вихідному конусі великої довжини та з малим кутом розкриву (1°), що приводить до різкого зростання вихідної потужності при величинах магнітних полів, які відповідають збудженню дуже високих аксіальних мод завдяки довготривалому синхронізму з вищою радіальною модою при слабкій модуляції електронного потоку в регулярній секції робочою модою; при розглянутій позарезонаторній взаємодії розкид пітч-фактору може привести до значного підвищення вихідної потужності; при відбитті з затримкою цей розкид може привести до зниження стартового струму робочої моди, а також до режиму багаточастотної генерації; трансформація мод при відбитті від рефлектора з затримкою приводить до збудження «зв'язаної гарячої» моди з пониженим стартовим струмом, що погіршує умови для збудження генерації на другій циклотронній гармоніці; 3) вперше розглянуто конкуренцію мод з різними напрямками обертання при зміщенні осі електронного потоку в гіротроні. Показано, що гіротрон з

аксіальним виводом випромінювання набагато менш чутливий до зміщення електронного потоку, тоді як в гіротроні з гаусовим конвертором мод вихідна потужність швидко падає з величиною зміщення; 4) вперше виявлено, що в МВт гіротроні з резонатором, що утворений комбінацією регулярної та слабо конусної секцій, існування мод із складним розподілом поля приводить до збудження більш низьких радіальних мод замість вищих мод впродовж при зростанні напруги в імпульсному режимі; 5) розроблено та реалізовано алгоритми стабілізації і модуляції вихідних параметрів гіротронів з триелектродною гарматою та ізольованим колектором для підвищення ефекту ДПЯ для ЯМР спектроскопії; 6) вперше теоретично знайдено ефективний режим зворотного зв'язку на гібридних об'ємно-поверхневих хвилях в Черенковському генераторі, який є мало чутливим до омичних втрат за рахунок однократного відбиття об'ємної зворотної хвилі. Знайдено співвідношення між геометричними параметрами структури та прискорювальною напругою для оптимального зворотного зв'язку; 7) вперше теоретично оптимізовано розміщення та ширину виводу випромінювання в Черенковському генераторі на гібридних об'ємно-поверхневих хвилях, що забезпечують максимальну вихідну потужність. При цьому (на відміну від класичних ЛЗХ і ГДВ) потужність омичних втрат і вихідна потужність є співмірними в субТГц діапазоні (з урахуванням зниження провідності міді в цьому діапазоні за рахунок шорсткості та ін.); 8) вперше теоретично показано, що в Черенковському генераторі на гібридних об'ємно-поверхневих модах існують режими, в яких при збільшенні довжини простору взаємодії перегрупований електронний потік ефективно віддає енергію ВЧ полю; 9) вперше показано, що тривимірний розподіл синхронної гармоніки основної (по ширині) гібридної об'ємно-поверхневої моди є майже однорідним по ширині при неоднорідному розподілі об'ємної гармоніки, що сприяє ефективній взаємодії з широкими

стрічковими електронними потоками, результатом чого є збільшення вихідної потужності. Показано, що в надрозмірному резонаторі селекція основної моди (по ширині) відбувається за рахунок високої дифракційної добротності в порівнянні з вищими модами, які мають декілька варіацій поля по ширині гребінки.

Практичне значення одержаних результатів полягає у створенні та оптимізації гіротронів субТГц і ТГц діапазонів, що знайшли застосування в провідних світових наукових центрах у системах ДПЯ-ЯМР спектроскопії (Far-Infrared Research Center, Університет м. Фукуї, Японія; Institute of Protein Research, Університет м. Осака, Японія), біологічних і медичних дослідженнях (School of Medical Sciences, Університет м. Фукуї), при дослідженні нових матеріалів (Institute of Laser Engineering, Університет м. Осака, Японія; Institute of Technology, Токіо, Японія) тощо. Також одержані результати є перспективними для створення гіротронів субТГц і ТГц діапазонів з покращеними вихідними характеристиками для застосування в дослідженнях у біології, медицині, фізиці плазми тощо.

Одержані результати із дослідження Черенковських генераторів на гібридних об'ємно-поверхневих хвилях в подальшому можуть бути застосовані для створення компактних субТГц генераторів з покращеними характеристиками, що є дуже привабливим для багатьох практичних та наукових застосувань.

Ключові слова: гіротрон, МЦР, відбиття хвиль з затримкою, ЛЗХ, клинотрон, Черенковський генератор, ТГц випромінювання, електронно-хвильова взаємодія, гібридні об'ємно-поверхневі хвилі, післярезонаторна взаємодія, стабілізація та модуляція частоти випромінювання.

ABSTRACT

Khutoryan E. M. Excitation of electromagnetic oscillations of sub-THz and THz ranges in vacuum electron devices with spatially developed feedback. – As a manuscript.

Thesis for scientific degree of doctor of science in physics and mathematics on specialty 01.04.04 – physical electronics. – O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics NAS of Ukraine, Kharkiv, 2023.

The dissertation is devoted to the solution of an important scientific and applied problem of an increase the efficiency of the interaction of electron beams with electromagnetic fields of the sub-THz and THz ranges in vacuum electron devices (VEDs) based on the Cherenkov radiation and in masers on cyclotron resonance (MCR). To overcome the issue of “THz gap”, the regularities and phenomena inherent in these physical processes were studied in detail, which made it possible to propose the creation of a feedback loop that can significantly reduce the influence of negative factors affecting the efficiency of THz VEDs. So, for example, the regime on hybrid bulk-surface modes was investigated, in which the sensitivity to ohmic losses in the slow wave system of the Cherenkov oscillator is significantly reduced. Resonant feedback formed by additional reflectors and after-cavity interaction for efficient oscillations and extension of the frequency tuning range in gyrotron have been also considered. During the study of the processes of interaction of sheet and multi-helical electron beams with electromagnetic waves excited in oversized electrodynamic systems of sub-THz and THz VEDs, a number of physical effects that significantly affect the output characteristics of the devices were discovered for the first time. **The scientific novelty** of the research consists in: 1) theoretical and experimental demonstration of the following effects of reflection

with a delay in a sub-THz gyrotron: the starting current decrease, the frequency tuning range expansion due to the excitation of a forward wave with a large axial wave number; strong effect on the mode competition leading to the suppression of the second cyclotron harmonic by the fundamental mode, and vice versa; cooperative mode interaction; complex hysteresis when changing the position of the reflector, magnetic field, accelerating voltage, etc. 2) theoretical and experimental demonstration of the abrupt power increase at the after-cavity interaction in a THz gyrotron when modes with higher radial indices were excited in the long output cone with a small uptaper angle (1°) at the values of the magnetic fields corresponding to the excitation high order axial modes due to long-term synchronism with a higher radial mode at the weak electron beam bunching in the regular section by the operating mode; also it was demonstrated that the pitch factor spread can lead to a significant increase in the output power; at the delayed wave reflections this spread can lead to the starting current decrease, as well as to the multi-frequency oscillations; the transformation of the modes leads to the excitation of the bound "hot" mode with a reduced starting current, which worsens the conditions for the excitation of the second cyclotron harmonic modes. 3) demonstration the mode competition (co- and counter-rotating) at the beam axis misalignment in a gyrotron. It is shown that a gyrotron with an axial radiation output is much less sensitive to the misalignment, while in a gyrotron with a Gaussian mode converter, the output power drops rapidly. 4) the excitation of lower radial modes instead of (expected) higher radial modes at the voltage increase of the pulsed MW gyrotron with a resonator formed by a combination of regular and weakly conical sections. 5) realization of algorithms for stabilization and modulation of the output parameters of gyrotrons with a three-electrode gun and an isolated collector. 6) developing of effective feedback based on hybrid bulk-surface modes in a Cherenkov oscillator, which is weakly sensitive to ohmic losses. 7) found optimal the placement and width of the

radiation output in the Cherenkov oscillator on hybrid bulk-surface modes. 8) potential of the circuit length increase in a Cherenkov oscillator on hybrid bulk-surface modes without radiation power saturation 9) demonstration the three-dimensional distribution of the synchronous fundamental (as for a grating width) harmonic of the hybrid bulk-surface mode to be almost uniform across a grating width, which contributes to effective interaction with wide sheet electron beams, resulting in an increase in output power; the selection in an oversized resonator occurs due to the high diffraction quality of the fundamental mode compared to this of higher modes with several field variations across the width. **The practical relevance** consists in the creation and optimization of sub-THz and THz gyrotrons, which have found application in the world's leading scientific centers in the systems of DNP-NMR spectroscopy (Far-Infrared Research Center, University of Fukui, Japan; Institute of Protein Research, University of Osaka, Japan), biological and medical research (School of Medical Sciences, Fukui University), in the study of new materials (Institute of Laser Engineering, Osaka University, Japan; Institute of Technology, Tokyo, Japan), etc. Also, the obtained results are promising for the creation of sub-THz and THz range gyrotrons with improved output performances for use in research in biology, medicine, plasma physics, etc.

The obtained results on the study of Cherenkov oscillators on hybrid bulk-surface waves can be further applied to create compact sub-THz oscillators with improved characteristics, that is very attractive for many practical and scientific applications.

Keywords: gyrotoron, CRM, delayed reflection of waves, BWO, clinotron, Cherenkov oscillator, sub-THz radiation, electron-wave interaction, hybrid bulk-surface waves, after-cavity interaction, frequency stabilization and modulation.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, "Electromagnetic sources for THz imaging and DNP NMR spectroscopy," In: *Electromagnetic Waves and Antennas for Biomedical Applications*, 2021. DOI: 10.1049/PBHE033E_ch3
2. **E. Khutoryan**, "Mode Interaction for Random Signal Generation in MM-Waveband Vacuum Oscillators", *Applied RadioElectronics*, Vol. 12, Issue 1, pp. 51-53, 2013. http://nbuv.gov.ua/UJRN/Prre_2013_12_1_11
3. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, O. Kwon, G.-S. Park, "Improved Efficiency of Backward-Wave Oscillator With an Inclined Electron Beam", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 60, Issue 1, pp. 458 – 463, 2013. DOI: [10.1109/TED.2012.2225837](https://doi.org/10.1109/TED.2012.2225837).
4. **E. Khutoryan**, O. Dumbrajs, G. Nusinovich, T. Idehara, "Theoretical Study of the Effect of Electron Beam Misalignment on Operation of the Gyrotron FU IV A", *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 42, Issue 6, pp. 1586 – 1593, 2014. DOI: [10.1109/TPS.2014.2322674](https://doi.org/10.1109/TPS.2014.2322674).
5. **E. Khutoryan**, G. Nusinovich, O. Sinitsyn, "Competition between modes with different axial structures in gyrotrons", *Physics of Plasmas*, Vol. 21, Issue 9, 093114, 2014. DOI: [10.1063/1.4896709](https://doi.org/10.1063/1.4896709).
6. **E. Khutoryan**, M. Sattorov, K. Lukin, O.J. Kwon, S.-H. Min, R. Bhattacharya, I.-K. Baek, S. Kim, M. Yi, J. So, G.-S. Park, "Theory of Multimode Resonant Backward-Wave Oscillator With an Inclined Electron Beam", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 62, Issue 5, pp. 1628-1634, 2015. DOI: [10.1109/TED.2015.2411680](https://doi.org/10.1109/TED.2015.2411680).
7. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, O.J. Kwon, S.-H. Min, R. Bhattacharya, I.-K. Baek, S. Kim, M. Yi, J. So, G.-S. Park, "Automodulation Processes in

- Clinotrons With Low-Focusing Magnetic Field", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 62, Issue 5, pp. 1617-1621, 2015. DOI: [10.1109/TED.2015.2409292](https://doi.org/10.1109/TED.2015.2409292).
8. T. Idehara, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, **E. Khutoryan** et al., "The Development of 460 GHz gyrotrons for 700 MHz DNP-NMR spectroscopy", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 36, Issue 7, pp. 613-627, 2015. DOI: 10.1007/s10762-015-0150-z.
 9. Idehara T., **Khutoryan E. M.**, Tatematsu Y., Y. Yamaguchi, A.N. Kuleshov, O. Dumbrajs, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "High-Speed Frequency Modulation of a 460-GHz Gyrotron for Enhancement of 700-MHz DNP-NMR Spectroscopy", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 36, Issue 9, pp: 819-829, 2015. DOI: 10.1007/s10762-015-0176-2.
 10. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Stabilization of Gyrotron Frequency by PID Feedback Control on the Acceleration Voltage", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 36, Issue 12, pp. 1157-1163, 2015. DOI: 10.1007/s10762-015-0212-2.
 11. O. Dumbrajs, **E. Khutoryan**, T. Idehara, "Hysteresis and Frequency Tunability of Gyrotrons", *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 37, Issue 6, pp. 551–560, 2016. DOI: 10.1007/s10762-015-0240-y.
 12. N. Miyoshi, T. Idehara, **E. Khutoryan**, Y. Fukunaga, A. Bibin, S. Ito, S. Sabchevski "Combined Hyperthermia and Photodynamic Therapy Using a Sub-THz Gyrotron as a Radiation Source", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 37, Issue 8, pp. 805–814, 2016. DOI: 10.1007/s10762-016-0271-z.
 13. T. Idehara, **E. Khutoryan**, I. Ogawa, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Modulation and Stabilization of the Output Power and Frequency of FU Series Gyrotrons",

- International Journal on Terahertz Science and Technology*, Vol. 9, Issue 4, pp. 117-130, 2016. DOI: [10.11906/TST.117-130.2016.12.12](https://doi.org/10.11906/TST.117-130.2016.12.12).
14. **E. Khutoryan**, T. Idehara, M. Melnikova, N. Ryskin, O. Dumbrajs, “Influence of Reflections on Frequency Tunability and Mode Competition in the Second-Harmonic THz Gyrotron”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 38, Issue 7, pp. 824–837, 2017. DOI: 10.1007/s10762-017-0378-x.
 15. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. N. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara, “Simultaneous Stabilization of Gyrotron Frequency and Power by PID Double Feedback Control on the Acceleration and Anode Voltages”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 38, Issue 7, pp. 813–823, 2017. DOI: 10.1007/s10762-017-0374-1.
 16. K. Kato, H. Qiu, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, M. Tani, T. Idehara, Y. Yamaguchi, M. Fukunari, Y. Maeda, K. Takayama, Y. Minami, M. Empizo, T. Kurihara, K. Yamanoi, T. Shimizu, K. Takano, N. Sarukura, T. Fukuda, M. Yoshimura, M. Nakajima, “Strong yellow emission of high-conductivity bulk ZnO single crystals irradiated with high-power gyrotron beam”, *Applied Physics Letters*, Vol. 111, Issue 3, 2017. DOI: 10.1063/1.4994316.
 17. Y. Toda, S. Ishiyama, **E. Khutoryan**, T. Idehara, S. Matsuishi, P. Sushko, and H. Hosono, “Rattling of Oxygen Ions in a Sub-Nanometer-Sized Cage Converts Terahertz Radiation to Visible Light”, *ACS Nano*, Vol. 11, Issue 12, pp. 12358–12364, 2017. DOI: [10.1021/acsnano.7b06277](https://doi.org/10.1021/acsnano.7b06277).
 18. S. Mitsudo, M. Glyavin, **E. Khutoryan**, I. Bandurkin, T. Saito, Y. Ishikawa, V. Manuilov, I. Zotova, A. Fedotov, A. Kuleshov, "An Experimental Investigation of a 0.8 THz Double-Beam Gyrotron," *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*", Vol. 40, Issue 11, pp. 1114-1128, 2019. DOI: 10.1007/s10762-019-00629-6.
 19. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Kishko, S. Ponomarenko, M. Glyavin, I.

- Bandurkin, V. Manuilov, A. Fedotov, I. Zotova, S. Sabchevski, Y. Ishikawa, M. Fukunari, T. Saito, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, T. Idehara. “Increase of Gyrotron Output Power at High-Order Axial Mode Through an After-Cavity Excitation of the Next Transverse Mode”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*", Vol. 42, Issue 6, pp. 684–700, 2021. DOI: [10.1007/s10762-021-00798-3](https://doi.org/10.1007/s10762-021-00798-3).
20. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani “Efficient Excitation of Hybrid Modes in a THz Clinotron”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 42, Issue 6, pp. 671–683, 2021. DOI: [10.1007/s10762-021-00800-y](https://doi.org/10.1007/s10762-021-00800-y).
21. **E. Khutoryan**, A. N. Kuleshov, S. S. Ponomarenko, K. A. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani, "Hybrid Bulk-Surface Modes Excited by a Sheet Electron Beam in THz Cherenkov Oscillator," *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 69, Issue 6, pp. 3407-3412, 2022, DOI: [10.1109/TED.2022.3168526](https://doi.org/10.1109/TED.2022.3168526).
22. K. Lukin, **E. Khutoryan**, “Mode interaction in resonant Clinotron”, IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2011), p.123-124, 2011. DOI: [10.1109/IVEC.2011.5746906](https://doi.org/10.1109/IVEC.2011.5746906)
23. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, Gun-Sik Park, A. Bera, R. Barik, O. Kwon, Sun-Hong Min, A. Sharma, A. Tanwar, “Experimental study on 0.1 THz clinotron”, IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2012), p.453-454, 2012. DOI: [10.1109/IVEC.2012.6262236](https://doi.org/10.1109/IVEC.2012.6262236)
24. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, G-S Park, O. Kwon, “Automodulation processes in THz resonant backward wave oscillator with low focusing magnetic field”, 2012 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves", 1-2, 2012. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2012.6380269](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2012.6380269)
25. **E. Khutoryan**, A. Tsvyk, V. Zheltov, “About reflection diffraction radiation oscillator operation at second space harmonic," 2013 International Kharkov

- Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, p. 403-405, 2013. DOI: [10.1109/MSMW.2013.6622067](https://doi.org/10.1109/MSMW.2013.6622067).
26. T. Idehara, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, K. Ueda, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Sub-THz gyrotrons with special functions of frequency control for applications to DNP-NMR spectroscopy," 2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 1-2, 2014. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2014.6956167](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2014.6956167)
 27. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. Kuleshov, K. Ueda, "Stabilization of Gyrotron Output Power by Use of PID Feedback Control of Anode Voltage," Meeting Abstracts of the Physical Society of Japan 70.1, p. 552, 2015. DOI: [10.11316/jpsgaiyo.70.1.0_552](https://doi.org/10.11316/jpsgaiyo.70.1.0_552)
 28. T. Idehara, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, A. Kuleshov, O. Dumbrajs, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "High speed frequency modulation of a 460 ГГц gyrotron for application to the 700 MHz DNP enhanced NMR spectroscopy", 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), p. 1-2. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2015.7327859](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2015.7327859)
 29. **E. Khutoryan**, T. Idehara, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, A. Kuleshov; Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Frequency Modulation of sub-THz gyrotron for 700 MHz DNP-NMR spectroscopy", Meeting Abstracts of the Physical Society of Japan 70.2, 650, 2015. DOI: [10.11316/jpsgaiyo.70.2.0_650](https://doi.org/10.11316/jpsgaiyo.70.2.0_650).
 30. T. Idehara, A. Kuleshov, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, Y. Matsuki, T. Fujiwara, S. Asai, T. Suehara, T. Yamazaki, A. Miyazaki, "High power THz technologies opened by high frequency gyrations covering Sub-THz to THz region," 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), p. 1-3, 2016. DOI: [10.1109/MSMW.2016.7538046](https://doi.org/10.1109/MSMW.2016.7538046)

31. **E. Khutoryan**, T. Idehara, M. Melnikova, A. Rozhnev, N. Ryskin, "Influence of reflections on frequency stability, tunability and mode competition in the second-harmonic THz gyrotron", 2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), pp. 1-2, 2016. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2016.7758527](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2016.7758527)
32. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Gyrotron output frequency and power stabilization by PID feedback control on the acceleration and anode voltages," 2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)", p. 1-2, 2016. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2016.7758502](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2016.7758502)
33. **E. Khutoryan**, T. Idehara, N. Ryskin, M. Melnikova, O. Dumbrajs, "Using of reflections for expansion of frequency tuning in a THz-band gyrotron", 2017 Eighteenth International Vacuum Electronics Conference (IVEC), p.1-3, 2017. DOI: [10.1109/IVEC.2017.8289725](https://doi.org/10.1109/IVEC.2017.8289725)
34. **E. Khutoryan**, S. Ponomarenko, S. Kishko, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, A. Kuleshov, "THz Cherenkov Oscillator with Surface-Radiating Modes," 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)", p. 1-2, 2019. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2019.8874184](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8874184)
35. I. Bandurkin, A. Fokin, M. Glyavin, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Mitsudo, S. Sabchevski, Y. Tatematsu, T. Saito, Y. Ishikawa, "An Experimental Investigation of a 0.8 THz Gyrotron with an Improved Mode Selection," 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)", p.1-2, 2019. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2019.8874170](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8874170)
36. M. Nakajima, K. Kato, H. Qiu, T. Shimizu, N. Sarukura, M. Yoshimura, T. Fukuda, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, M. Tani, "Observation of strong yellow emission for high-conductivity ZnO excited by sub-terahertz gyrotron beam,"

- 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), p. 1-2, 2019. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2019.8873849](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8873849)
37. A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, Masahiko, **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), p. 1-4, 2020. DOI: [10.1109/UkrMW49653.2020.9252641](https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252641)
38. **E. Khutoryan**, S. Ponomarenko, S. Kishko, K. Lukin, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, A. Kuleshov, “Efficient Regime of Hybrid Surface-Radiating Waves in a THz Clinotron,” 2020 IEEE 21st International Conference on Vacuum Electronics (IVEC), p. 155-156, 2020. DOI: [10.1109/IVEC45766.2020.9520601](https://doi.org/10.1109/IVEC45766.2020.9520601)
39. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, A. Fedotov, S. Sabchevski, I. Bandurkin, V. Manuilov, I. Zotova, A. Fokin, S. Kishko, S. Ponomarenko,” Influence of the Aftercavity Interaction on the Output Power of a Gyrotron Operating at a High-Order Axial Mode,” 2021 22nd International Vacuum Electronics Conference (IVEC), p. 1-2, 2021. DOI: [10.1109/IVEC51707.2021.9722446](https://doi.org/10.1109/IVEC51707.2021.9722446)
40. S. Ponomarenko, A. Likhachev, V. Stoyanova, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, K. Lukin, “Simulation and Design of 300 ГГц CW Clinotron Oscillator on Hybrid Surface-Volume Modes,” 2021 22nd International Vacuum Electronics Conference (IVEC), p. 1-2, 2021. DOI: [10.1109/IVEC51707.2021.9722445](https://doi.org/10.1109/IVEC51707.2021.9722445)
41. **E. M. Khutoryan**, A. N. Kuleshov, S. S. Ponomarenko, K. A. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani, “Hybrid Bulk-Surface Modes Excited in the THz Cherenkov Oscillator with the Double Grating,” 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), p.238-241, 2022.

DOI: [10.1109/UkrMW58013.2022.10037038](https://doi.org/10.1109/UkrMW58013.2022.10037038)

42. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani, "The 3D Study of the Hybrid Bulk-Surface Eigen Modes in the THz Cherenkov Oscillator," 2022 23 International Vacuum Electronics Conference (IVEC), pp. 502-503. DOI: [10.1109/IVEC53421.2022.10292384](https://doi.org/10.1109/IVEC53421.2022.10292384)
43. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, Y. Tatematsu and M. Tani, "THz Cherenkov Oscillator Efficiency Increase by Use of Long Structures," 2023 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Chengdu, China, 2023, pp. 1-2. DOI: [10.1109/IVEC56627.2023.10157891](https://doi.org/10.1109/IVEC56627.2023.10157891)

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	22
ВСТУП.....	24
РОЗДІЛ 1 ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ТА РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРОБКИ ЕЛЕКТРОННО-ВАКУУМНИХ ГЕНЕРАТОРІВ СУБТГЦ І ТГЦ ДІАПАЗОНІВ.....	37
1.1 Вступ.....	37
1.2 Компактні генератори на основі Черенковського випромінювання в субТГц і ТГц діапазонах.....	40
1.3 Генератори типу мазерів на циклотронному резонансі субТГц і ТГц діапазонів.....	47
1.4 Існуючі та перспективні застосування електровакуумних генераторів субТГц і ТГц діапазонів.....	53
1.5 Висновки до розділу 1.....	54
РОЗДІЛ 2 ВПЛИВ ВІДБИТТЯ ІЗ ЗАТРИМКОЮ НА ПЕРЕСТРОЮВАННЯ ЧАСТОТИ ТА КОНКУРЕНЦІЮ МОД У ТГЦ ГІРОТРОНІ.....	56
2.1 Вступ.....	56
2.2 Рівняння збудження коливань в гіротроні з відбиттям із затримкою та результати розрахунків в одномодовому наближенні.....	58
2.3 Моделювання конкуренції мод першої та другої циклотронних гармонік в гіротроні з відбиттям із затримкою.....	71
2.4 Експериментальні дослідження роботи гіротрона при наявності відбиття з затримкою.....	74

2.5 Висновки до розділу 2.....	82
--------------------------------	----

РОЗДІЛ 3 ПОЗАРЕЗОНАТОРНА ВЗАЄМОДІЯ В ТГЦ ГІРОТРОНІ ПРИ ЗБУДЖЕННІ МОД З ВИЩИМИ РАДІАЛЬНИМИ ІНДЕКСАМИ В ВИХІДНОМУ КОНУСІ.....84

3.1 Вступ.....	84
3.2 Експериментальні результати збудження ТГц гіротрона з подвійним потоком.....	86
3.2.1 Збудження коливань на другій ЦГ при зростанні робочого струму.....	86
3.2.2 Збудження коливань першої ЦГ на високих аксіальних модах.....	94
3.3 Фізична модель позарезонаторної взаємодії з вищою радіальною модою та рівняння для розрахунку збудження коливань.....	100
3.4 Чисельний аналіз ПРВ при збудженні одним електронним потоком без розкиду пітч-фактору.....	106
3.5 Вплив розкиду швидкості на ПРВ.....	110
3.6. Вплив трансформації мод при ПРВ на збудження першої ЦГ і її впливу на конкуренцію з другою ЦГ.....	113
3.7 Висновки до розділу 3.....	117

РОЗДІЛ 4 МОДУЛЯЦІЯ І СТАБІЛІЗАЦІЯ ВИХІДНИХ ПАРАМЕТРІВ ТГЦ ГІРОТРОНІВ З УРАХУВАННЯМ ГІТЕРЕЗИСІВ І ПОХИБОК ВИГОТОВЛЕННЯ ТА ЮСТУВАННЯ.....119

4.1 Вступ.....	119
4.2 Збудження паразитних мод з різною аксіальною структурою впродовж наростання прискорювальної напруги в імпульсному гіротроні	

мегаватного рівня потужності.....	120
4.2.1 Розбіжності між експериментальними результатами та теоретичним прогнозом на основі коду MAGY.....	120
4.2.2 Частоти та аксіальні структури мод.....	126
4.2.3 Пускові струми.....	133
4.3 Модуляція частоти гіротрона.....	138
4.3.1 Залежність вихідних параметрів 460 ГГц гіротрона, розробленого для 700 МГц ДПЯ-ЯМР спектроскопії.....	138
4.3.2 Модуляція частоти гіротрона.....	151
4.4 Стабілізація частоти та вихідної потужності субТГц гіротрона.....	158
4.4.1 Схема стабілізації вихідних параметрів гіротрона.....	158
4.4.2 Результати стабілізації вихідних параметрів гіротрона.....	163
4.5 Вплив зсуву осі електронної гармати відносно осі резонатора на параметри генерації гіротрона.....	172
4.5.1 Самоузгоджені рівняння збудження коливань в гіротроні з урахуванням зсуву осі електронного потоку.....	172
4.5.2 Результати розрахунків в одномодовому наближенні.....	178
4.5.3 Конкуренція мод різних напрямків обертання та порівняння результатів розрахунків з експериментальними результатами.....	185
4.6 Висновки до розділу 4.....	188

РОЗДІЛ 5 ДВОВИМІРНИЙ АНАЛІЗ ЗБУДЖЕННЯ ГІБРИДНИХ ОБ'ЄМНО-ПОВЕРХНЕВИХ МОД У ЧЕРЕНКОВСЬКОМУ ЕЛЕКТРОННО-ВАКУУМНОМУ ГЕНЕРАТОРІ ТГЦ ДІАПАЗОНУ.....191

5.1 Вступ.....	191
5.2 Вплив зменшення резонансності електродинамічної системи	

клиноотрону при збільшенні омичних втрат на вихідні характеристики.....	194
5.3 Рівняння збудження електронним потоком витікаючих хвиль та гібридних об'ємно-поверхневих коливань в Черенковському генераторі.....	206
5.4 Збудження електронним потоком випромінювання Сміта-Перселла і витікаючих хвиль у випадку відкритої гребінки.....	214
5.4.1 Збудження електронним потоком випромінювання Сміта-Перселла в лінійному наближенні.....	215
5.4.2 Збудження електронним потоком витікаючих хвиль.....	217
5.5 Режими генерації на гібридних об'ємно-поверхневих модах.....	225
5.5.1 Зворотний зв'язок на об'ємній зворотній хвилі за рахунок верхньої стінки при прямолінійному електронному потоці.....	225
5.5.2 Режим зворотного зв'язку по зворотній об'ємній гармоніці при куті випромінювання 120-150° в клиноотронному режимі.....	233
5.5.3 Режим зворотного зв'язку по об'ємній гармоніці при куті випромінювання, близькому до 90°	239
5.5.4 Режим зворотного зв'язку по зворотній об'ємній гармоніці при куті випромінювання, близькому до 180°	244
5.5.5 Розширення діапазону частотного перестроювання частоти та ефект конкуренції мод.....	246
5.6 Гібридні об'ємно-поверхневі моди в системі з подвійною гребінкою.....	249
5.7 Висновки до розділу 5.....	258

РОЗДІЛ 6 ЗБУДЖЕННЯ ГІБРИДНИХ ОБ'ЄМНО-ПОВЕРХНЕВИХ МОД ЕЛЕКТРОННИМ ПОТОКОМ У ТРИВИМІРНОМУ ВИПАДКУ.....261

6.1 Вступ.....	261
6.2 Холодне моделювання тривимірного розподілу полів власних об'ємних, поверхневих і гібридних об'ємно-поверхневих мод з однією варіацією по ширині гребінки.....	262
6.3 Холодне моделювання збудження мод з варіаціями по ширині гребінки та взаємодія мод з різною кількістю варіацій.....	269
6.4 Моделювання «гарячого» режиму самозбудження гібридних об'ємно-поверхневих хвиль електронним потоком у тривимірному випадку.....	274
6.5 Висновки до розділу 6.....	284
ВИСНОВКИ.....	285
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	290
ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	347

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

γ	– релятивістський фактор
α	– кут нахилу
σ	– питома електрична провідність середовища
$v_e, v_{\perp}, v_z, v_{ph}, v_{gr}$	– швидкості електронів (абсолютна, поперечна, повздовжня) та фазова і групова швидкості хвилі
$g=v_{\perp}/v_z$	– пітч-фактор електронного потоку
$\beta=v/c$	– нормована (до швидкості світла) швидкість
λ	– довжина хвилі у вільному просторі
f	– частота
$\omega=2\pi f$	– кругова частота
$k=2\pi/\lambda$	– хвильове число
FDTD	– Finite Difference in Time Domain
PIC	– particle-in-cell
ϵ, μ	– відносна діелектрична і магнітна проникності середовища
ВЧ	– високочастотний
ЕМ	– електромагнітний
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
КРВ	– клістрон з розподіленою взаємодією
ЕІО	– extended interaction oscillator

ГЕП	– гвинтовий електронний пучок
МІГ	– магнетронно-інжекторна гармата
ККД	– коефіцієнт корисної дії
ЦГ	– циклотрона гармоніка
АСІ	– after cavity interaction
ПРВ	– позарезонаторна взаємодія
НОАМ	– high order axial mode
ПД	– пропорційний, інтегральний, диференціальний
МФС	– магнітна фокусуєча система
НBSM	– hybrid bulk-surface mode (гібридна об'ємно-поверхнева мода)
FW	– forward wave (пряма хвиля)
BW	– backward wave (зворотна/зустрічна хвиля)
SSPP	– spoof surface plasmon polariton («поверхневий плазмон поляритон)
LW	– leaky wave (витікаюча хвиля)
SPR	– Smith-Purcell radiation
ВСП	– випромінювання Сміта-Перселла

ВСТУП

Актуальність теми досліджень. Джерела електромагнітного випромінювання субТГц діапазону (0,1-1 ТГц) все більше застосовуються на практиці, наприклад, у спектроскопії (електронно-парамагнітний резонанс (ЕПР), при динамічній поляризації ядер для ядерного магнітного резонансу (ДПЯ-ЯМР) тощо), системах ТГц бачення, діагностиці плазми, при створенні нових матеріалів, медичному лікуванні, біологічних дослідженнях, системах зв'язку й радіолокації та багато інших. Але на цей час існує так зване «ТГц провалля», що означає нестачу ТГц джерел з достатньою вихідною потужністю, діапазоном частотного перестроювання, відносно невеликою вартістю та габаритами тощо.

Гіротрони, що є електронно-вакуумними приладами (ЕВП) класу мазерів на циклотронному резонансі (МЦР), мають найбільший рівень вихідної потужності в субТГц і ТГц діапазонах серед лабораторних приладів. Однак одним із недоліків гіротронів є відносно великі розміри та вартість, здебільшого за рахунок надпровідних магнітів, що забезпечують високу циклотрону частоту електронів. Зменшення магнітного поля (а отже і вимог до магнітів) можливо при роботі на другій циклотронній гармоніці (ЦГ). Однією з суттєвих перешкод ефективної роботи на другій ЦГ є конкуренція з модами, резонансними з першою ЦГ. Існує декілька способів придушення коливань на першій ЦГ, але, особливо при наближені частоти другої ЦГ до 1 ТГц, виникають специфічні особливості конкуренції, а отже ця проблема ще не до кінця вирішена і тому її вирішення є дуже актуальним. Також до недоліків гіротронів відноситься вузький діапазон частотного перестроювання. Це, по-перше, значно ускладнює задачу створення гіротрона на певну частоту через технологічні похибки, а по-друге, багато застосувань вимагають частотного

перестроювання та частотної модуляції. Існуючі способи розширення діапазону перестроювання є недостатніми, і тому проблема розширення частотного перестроювання в гіротронах є дуже актуальною. При цьому існує багато чинників (похибки при виготовленні, температурні зсуви, вплив навантаження на робочі характеристики, ефекти, що призводять до гістерезису перестройці цих приладів тощо), що перешкоджають отриманню заданих параметрів, таких як вихідної частоти та потужності, особливо в ТГц діапазоні. Тому оцінка впливу цих ефектів на вихідні параметри гіротронів і створення умов для гарантованих вихідних параметрів впродовж тривалої роботи є дуже важливою проблемою.

Генератори О-типу на повільних хвилях, які засновані на Черенковському випромінюванні (лампа зворотної хвилі (ЛЗХ), клинотрон) та випромінюванні Сміта-Перселла (ГДВ, оротрон, КРВ) мають помірні ККД у мм діапазоні, але в субТГц діапазоні їхня вихідна потужність стрімко падає і є набагато нижчою за потужність гіротронів. Але порівняно з гіротронами ці прилади є доволі компактними і дешевими, а діапазон частотного перестроювання, особливо нерезонансної ЛЗХ, є доволі широким. Для підвищення потужності Черенковських приладів у субТГц і ТГц діапазонах треба подолати фактори, що заважають ефективній електронно-хвильовій взаємодії, зокрема зменшити вплив омичних втрат ЕМ хвиль у металевих поверхнях на зворотний зв'язок і потужність взаємодії, збільшити ефективність виводу випромінювання, усунути конкуренцію з паразитними модами в надрозмірних структурах.

У цьому напрямку в дисертаційній роботі вирішено важливу проблему фізичної електроніки - підвищення ефективності зворотного зв'язку та виводу енергії для підвищення вихідної потужності, розширення діапазону частотного перестроювання та стабільної генерації в електронно-вакуумних приладах

субТГц і ТГц діапазонів, що працюють на принципах МЦР і Черенковського випромінювання.

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

Дисертаційна робота виконана у відділі теорії дифракції і дифракційної 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 та 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-дослідних 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);
- «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).

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є виявлення режимів і фізичних ефектів, що приводять до підвищення ефективності збудження електромагнітних коливань та виводу випромінювання в електронно-вакуумних приладах з тривалою взаємодією субТГц і ТГц діапазонів.

Для досягнення поставленої мети було розв'язано наступні ключові задачі:

- проведення чисельного моделювання гіротрона з додатковим відбиттям із затримкою при збудженні мод з високим аксіальним індексом і при конкуренції мод на частотах першої та другої циклотронних гармонік; чисельне й експериментальне знаходження оптимальних режимів генерації та знаходження закономірностей ефектів, що виникають (розширення частотної смуги, гістерезис, кооперація мод тощо);
- теоретичне й експериментальне дослідження ефективності електронно-хвильової взаємодії, ефектів конкуренції мод у гіротроні в залежності від зсуву осі електронної гармати;
- уточнення теорії гіротрона, проведення чисельного моделювання та експериментальних досліджень електронно-хвильової взаємодії з урахуванням позарезонаторної взаємодії електронного потоку з вищими радіальними модами та з урахуванням трансформації мод;
- дослідження нестабільності параметрів випромінювання гіротронів і розроблення систем стабілізації та модуляції вихідного випромінювання;
- побудова самоузгодженої теорії збудження витікаючих і гібридних

об'ємно-поверхневих хвиль електронним потоком у двовимірному наближенні;

- проведення чисельного моделювання збудження гібридних поверхнево-об'ємних мод за допомогою розробленої теорії та доступних комерційних програм і порівняння результатів у двовимірному випадку; аналіз фізичних процесів і знаходження оптимальних конфігурацій щодо електронного ККД, вихідної потужності, діапазону частотного перестроювання;
- проведення чисельного моделювання збудження гібридних поверхнево-об'ємних мод у тривимірному випадку й аналіз розподілу ВЧ полів, ефектів конкуренції мод і електронно-хвильової взаємодії.

Об'єкт дослідження – процеси взаємодії електронних потоків з електромагнітними хвилями в електронно-вакуумних приладах субТГц і ТГц діапазонів, процеси конкуренції мод коливальної системи, а також формування зворотного зв'язку в автогенераторах, що вивчаються.

Предмет дослідження – електромагнітне поле, що збуджується в електродинамічних системах електронно-вакуумних приладів електронними потоками, енергія електронно-хвильової взаємодії та вихідні параметри генерації.

Методи дослідження. Для розв'язання поставлених у дисертації задач використовувалися наступні методи.

Розв'язання рівняння руху електронів проводилося чисельно за допомогою методу Рунге – Кутта та методу великих частинок. Розрахунок електромагнітного поля, що збуджено електронним потоком, а також дисперсії в електродинамічних системах, що містять гребінку, проводилися за допомогою методу часткових областей і проекційного методу.

Для аналізу збудження циліндричного хвилеводу з повільно-змінним радіусом використовувався метод рівняння неоднорідної віброуючої струни з безвідбивними умовами.

Електронно-хвильова взаємодія досліджувалася за допомогою спільного чисельного інтегрування слабо нестационарного рівняння збудження хвиль і рівнянь руху електронного потоку з застосуванням методу кінцевих різниць і методу великих частинок. Експериментальне дослідження генерації коливань проводилося за допомогою класичних методів вимірювання частоти та спектра (з використанням інтерферометричних методів або гетеродинної схеми та спектроаналізатора). Також було застосовано класичні методи для реєстрації сигналів (діодними, піроелектричними детекторами) та для вимірювання потужності випромінювання (калориметричними та болометричними методами).

Наукова новизна роботи визначається такими результатами, отриманими здобувачем особисто:

1. Вперше теоретично й експериментально продемонстровано, що наявність відбиття з затримкою в субТГц гіротроні:
 - а) спричиняє зменшення стартового струму та розширює діапазон частотного перестроювання за рахунок збудження прямої хвилі з великим аксіальним хвильовим числом;
 - б) має сильний вплив на конкуренцію мод, призводячи до придушення генерації на другій циклотронній гармоніці модою з частотою на першій гармоніці та навпаки; також може спостерігатись кооперативна взаємодія мод з підвищенням потужності обох мод;
 - в) призводить до складного гістерезису при зміні положення відбивача, магнітного поля та прискорювальної напруги. У режимі

жорсткого збудження коливання можуть бути зірвані навіть при дуже малому зміщенні відбивача (або зміні коефіцієнту відбиття).

2. Вперше теоретично й експериментально вивчено позарезонаторну взаємодію в ТГц гіротроні при збудженні мод з вищими радіальними індексами у вихідному конусі великої довжини та з малим кутом розкриву (1°). При цьому вперше показано, що:

- а) позарезонаторна взаємодія спричиняє різке зростання вихідної потужності випромінювання на частоті першої циклотронної гармоніки при величинах магнітних полів, які відповідають збудженню мод з дуже високим аксіальним індексом завдяки довготривалому синхронізму з вищою радіальною модою при слабкій модуляції електронного потоку в регулярній секції робочою модою;

- б) при розглянутій позарезонаторній взаємодії розкид пітч-фактору може спричинити значне підвищення вихідної потужності; при відбитті з затримкою цей розкид може привести до зниження стартового струму робочої моди, а також до режиму багаточастотної генерації;

- в) трансформація мод при відбитті від рефлектора із затримкою спричиняє збудження «зв'язаної гарячої» моди з пониженим стартовим струмом, що погіршує умови для збудження генерації на другій циклотронній гармоніці.

3. Вперше вивчено конкуренцію мод з різними напрямками обертання при зміщенні осі електронного потоку в гіротроні. Показано, що гіротрон з аксіальним виводом випромінювання набагато менш чутливий до зміщення електронного потоку, тоді як в гіротроні з квазіоптичним конвертором мод вихідна потужність швидко падає з величиною

зміщення; при цьому для максимальної вихідної потужності може потребуватись зміна полярності магнітного поля.

4. Вперше виявлено, що в МВт гіротроні з резонатором, утвореним комбінацією регулярної та слабо конусної секцій, існують «гарячі» моди з великою добротністю, що спричиняє збудження більш низьких радіальних мод замість вищих при зростанні напруги в імпульсному режимі.
5. Розроблено і реалізовано алгоритми стабілізації та модуляції вихідних параметрів гіротронів з триелектродною магнетронно-інжекторною гарматою та ізольованим колектором для підвищення ефекту динамічної поляризації ядер для ядерно-магнітної резонансної спектроскопії:
 - а) вперше реалізовано модуляцію частоти зі швидкістю 20 кГц та смугою до 100 МГц в 460 ГГц гіротроні на другій ЦГ з урахуванням гістерезису по напрузі та тепловими ефектами;
 - б) вперше практично реалізовано одночасну стабілізацію вихідної потужності та частоти субТГц гіротронів краще ніж $\pm 1\%$ та $\pm 10^{-6}$ відповідно.
6. Вперше теоретично знайдено ефективний режим зворотного зв'язку на гібридних об'ємно-поверхневих модах в Черенковському генераторі, що є мало чутливим до омичних втрат за рахунок однократного відбиття об'ємної зворотної хвилі. Знайдено співвідношення між геометричними параметрами структури та прискорювальною напругою для оптимального зворотного зв'язку.
7. Вперше знайдено конфігурацію виводу випромінювання, що забезпечує високу ефективність при збудженні гібридних об'ємно-поверхневих мод в Черенковському генераторі. При цьому (на відміну від класичних

ЛЗХ і ГДВ) потужність омічних втрат та вихідна потужність є співрозмірними в ТГц діапазоні (з урахуванням зниження провідності міді в цьому діапазоні за рахунок шорсткості та ін.).

8. Вперше теоретично показана можливість ефективного збудження гібридної об'ємно-поверхневої моди перегрупованим електронним потоком, що дозволяє збільшити довжину простору взаємодії, а отже одночасно зменшити стартовий струм і збільшити вихідну потужність.
9. Вперше показано, що тривимірний розподіл синхронної гармоніки основної (по ширині) гібридної об'ємно-поверхневої моди є майже однорідним по ширині при неоднорідному розподілі об'ємної гармоніки, що сприяє ефективній взаємодії з широкими стрічковими електронними потоками; при цьому в надрозмірному резонаторі селекція основної моди (по ширині) відбувається за рахунок високої дифракційної добротності в порівнянні з вищими модами, які мають декілька варіацій поля по ширині гребінки.

Практичне значення одержаних результатів полягає у створенні й оптимізації гіротронів субТГц і ТГц діапазонів, що знайшли застосування в провідних світових наукових центрах у системах ДПЯ-ЯМР спектроскопії (Far-Infrared Research Center, Університет м. Фукуї, Японія; Institute of Protein Research, Університет м. Осака, Японія), біологічних і медичних дослідженнях (School of Medical Sciences, Університет м. Фукуї), при дослідженні нових матеріалів (Institute of Laser Engineering, Університет м. Осака, Японія; Institute of Technology, Токіо, Японія) тощо. Також одержані результати є перспективними для створення гіротронів субТГц і ТГц діапазонів з покращеними вихідними характеристиками для застосування в дослідженнях у біології, медицині, фізиці плазми тощо.

Одержані результати з дослідження Черенковських генераторів на гібридних

об'ємно-поверхневих модах у подальшому можуть бути застосовані для створення компактних субТГц і ТГц генераторів з покращеними характеристиками, що є дуже привабливим для багатьох практичних і наукових застосувань.

Особистий внесок здобувача. Дисертація є узагальненням результатів досліджень, що було ініційовано автором або виконано за його безпосередньою участю. В опублікованих разом зі співавторами роботах [1-43] особистий внесок дисертанта полягав у виборі й обґрунтуванні фізичних моделей механізмів електронно-хвильової взаємодії, у проведенні чисельного моделювання та експериментальних досліджень а також у формулюванні узагальнюючих висновків.

Автор брав участь в експериментальних дослідженнях і виявив особливості збудження коливань в субТГц і ТГц гіротронах [7-15, 26-33, 35, 39], особисто запропонував фізичну модель позарезонаторної взаємодії з ефектами відбиття та трансформацією мод і відповідно модифікував теоретичні рівняння та провів чисельне моделювання з подальшим фізичним аналізом та інтерпретацією отриманих результатів [12, 15, 31, 33, 39].

У роботах [8-11, 13, 26-30, 32] автором створено алгоритми та програми для управління вихідною потужністю та частотою в субТГц гіротроні, а також теоретично й експериментально досліджено ефекти частотної стабілізації та модуляції, ефектів гістерезису, впливу відбитих електронів на вихідні спектри.

У роботах [3, 4] автор брав участь у теоретичному дослідженні, фізичному аналізі процесів і порівнянні результатів чисельного моделювання з експериментальними результатами в гіротронах при зсуві осі електронного потоку та збудженні паразитних мод у потужному імпульсному гіротроні зі складним резонатором.

Автор брав участь у обговоренні можливих застосувань гіротронів для

практичних і наукових цілей, особливостей застосування з урахуванням підтримання заздалегідь визначених параметрів опромінення при змінному навантаженні, а також брав участь в експериментальних дослідженнях при застосуванні гіротронів для опромінення біологічних об'єктів, дослідженні властивостей нових матеріалів та їхньої поведінки при опроміненні [18-20, 30, 36].

У роботах [2, 5, 6, 22-24] автором особисто теоретично досліджено збудження та конкуренцію аксіальних мод у клинотроні в залежності від омічних втрат і величини магнітного поля та разом із співавторами проведено порівняння теоретичних результатів з результатами чисельного дослідження за допомогою комерційних програм та фізичний аналіз.

Автор сформулював наукову задачу, особисто теоретично дослідив режим збудження гібридних об'ємно-поверхневих мод, брав участь у чисельному моделюванні за допомогою комерційних пакетів; особисто запропонував режим зворотного зв'язку по об'ємній хвилі, геометрію виводу енергії, принцип підвищення ефективності збудження гібридної хвилі у разі збільшення довжини та ширини простору взаємодії [16, 17, 21, 25, 34,37, 38, 40-43].

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

- IEEE International Vacuum Electronics Conference (Bangalore, India, 2011);
- 2012 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz

- Waves (Wollongong, Australia, 2012);
- IEEE International Vacuum Electronics Conference (Monterey, USA, 2012);
 - International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (Kharkiv, Ukraine, 2013);
 - IEEE International Vacuum Electronics Conference (Monterey, USA, 2014);
 - The 6th International Workshop on Far-Infrared Technologies (IW-FIRT 2014, Fukui, Japan)
 - Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2014, Tucson, USA)
 - Meeting Abstracts of the Physical Society of Japan 69.1 (Fukui, Japan, 2014);
 - Meeting Abstracts of the Physical Society of Japan 70.1 (Tokyo, Japan, 2015);
 - 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz 2015, Hong Kong, China)
 - Meeting Abstracts of the Physical Society of Japan 71.1 (Kanazawa, Japan, 2016)
 - 2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz, 2016, Copenhagen, Denmark)
 - IEEE International Vacuum Electronics Conference (Monterey, USA, 2016);
 - International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (Kharkiv, Ukraine, 2016);
 - The 7th International Workshop on Far-Infrared Technologies (IW-FIRT 2017, Fukui, Japan)
 - 2017 Eighteenth International Vacuum Electronics Conference (London, UK)
 - 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (Paris, France)
 - IEEE 10th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of

- Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, IEEE Ukrainian Microwave Week (Kharkiv, Ukraine, 2020)
- 2020 IEEE 21st International Conference on Vacuum Electronics (Monterey, USA, 2020)
 - 2021 22nd International Vacuum Electronics Conference (Rotterdam, Netherlands, 2021)
 - 2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz, 2021, Chengdu, China (virtual))
 - IEEE International Vacuum Electronics Conference (Monterey, USA, 2022);
 - 2022 47th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (Delft, Netherlands, virtual)
 - 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (Kharkiv, Ukraine, 2022)
 - 2023 IEEE 23rd International Vacuum Electronics Conference (Chengdu, China, 2023);

Публікації. Результати, які представлено в цій дисертації, опубліковано в **43** наукових роботах [1–43]: у **20** статтях у профільних наукових журналах [1–20], у розділі колективної монографії [21] і в **22** тезах доповідей на міжнародних конференціях [22–43].

Структура та 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 355 сторінок. Вона містить 128 рисунки (з них 21 розміщені на 19 окремих сторінках), 9 таблиць та 346 бібліографічних посилань.

РОЗДІЛ 1

ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ТА РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРОБКИ ЕЛЕКТРОННО-ВАКУУМНИХ ГЕНЕРАТОРІВ СУБ-ТГц І ТГц ДІАПАЗОНІВ

1.1 Вступ

У дисертаційній роботі досліджуються фізичні процеси в електровакуумних генераторах для вирішення фундаментальних та прикладних проблем, що пов'язані із підвищенням ефективності електронно-хвильової взаємодії в субТГц та ТГц діапазоні та створені генераторів електромагнітних коливань в цьому діапазоні частот з характеристиками та вихідними параметрами, що дозволять їхнє застосування для вирішення наукових та практичних задач, пов'язаних із потребою опромінювання об'єктів хвилями субТГц та ТГц діапазонів .

На даний час необхідність в джерелах електромагнітного випромінювання в субТГц та ТГц діапазоні з певними вихідними параметрами (такими як достатнім рівнем потужності, смуги частот, стабільністю частоти та потужності, тощо) є у таких важливих задач як радіолокація та ТГц бачення, високошвидкісний зв'язок, біологічні та медичні дослідження, створення та дослідження нових матеріалів, фізики плазми [44-70], тощо. Але перешкодою є так зване «терагерцове провалля» (THz gap), тобто нестача джерел ТГц випромінювання, з достатньою вихідною потужністю, діапазоном частотного перестроювання, відносно невеликою вартістю, габаритами, тощо [71-73]. В багатьох ведучих наукових центрах йде робота по розробці та створенню

джерел випромінювання в субТГц та ТГц діапазоні з покращеними характеристиками, зокрема вихідною потужністю, що дозволить їхнє ефективне використання для вищезазначених задач. Так, на даний час є суттєвий прогрес у створенні субТГц твердотільних генераторів, наприклад, наявні генератори на 0.26 ТГц мають вихідну потужність 200 мВт, а в діапазоні 0.5 ТГц, вихідна потужність сягає 10 мВт [74-76]. Завдяки цим параметрам, а також компактності твердотільних генераторів, вони знаходять широке використання. Але для багатьох задач, наприклад для ДПЯ-ЯМР спектроскопії, таких рівнів потужності випромінювання замало [62-64, 78-81], а також є необхідність в джерелах з частотою випромінювання до 1 ТГц для суттєвого підвищення чутливості та роздільної здатності [79, 80].

Для підвищення вихідної потужності перспективним є розробка електровакуумних генераторів [47, 52, 53, 71, 80-88]. На даний час серед існуючих ЕВП, що генерують електромагнітні коливання в субТГц та ТГц діапазоні можна виділити два класи приладів: 1) прилади, принцип роботи яких засновано на повільних хвилях (черенковському випромінюванні): лампа зворотної хвилі (ЛЗХ, карсінотрон) [47, 85-87, 89-95], клинотрон [88, 96-103], генератор дифракційного випромінювання (ГДВ) [88, 104-110], оротрон [111] [112], клістрон з розподіленою взаємодією (КРВ, ЕІО) [113, 114], тощо; 2) прилади принцип роботи яких засновано на циклотронному випромінюванні – мазери на циклотронному резонансі (МЦР) [48, 51, 52, 82, 83, 115-121].

Прилади на повільних хвилях дуже добре себе зарекомендували в міліметровому діапазоні хвиль, та їхньою перевагою над МЦР є відносна компактність та невелика вартість. Однак при переході до субТГц та ТГц діапазону, вихідна потужність швидко зменшується з частотою та виникають труднощі технологічного характеру при виготовленні приладів [83-85, 90, 114, 122-124]. Це зумовлено насамперед зменшенням характерних розмірів

уповільнювальної структури та інших елементів системи, значного зменшення простору електронно-хвильової взаємодії, проблемою виводу випромінювання, конкуренції мод, збільшенням омичних втрат, тощо [71, 83, 85, 96, 194, 116, 122-127]. Тому в існуючих ЕВП субТГц та ТГц діапазону вихідний ККД набагато менший за 1%, та майже відсутні генератори з рівнем вихідної потужності ватного рівня, що є вимогою таких застосувань як підсилення ДПЯ для ЯМР спектроскопії.

Із збільшенням частоти при просуванні в ТГц діапазон, в приладах типу МЦР, наприклад гіротронах, також виникають технологічні труднощі та перешкоди пов'язані з виводу випромінювання, конкуренції мод, збільшенням омичних втрат, тощо [71, 83, 117, 118, 128]. Але гіротрони є приладами на швидких хвилях, і тому вони є набагато менш чутливими до цих перешкод. Тому, на даний час, вони є найпотужнішими лабораторними джерелами випромінювання субТГц та ТГц діапазону [118, 121]. Однак, циклотрона частота пропорційна магнітному полю, і тому, особливо при роботі гіротрона на першій гармоніки циклотронної частоти (або першої циклотронної гармоніки - ЦГ), потребуються великогабаритні і дорогі надпровідні магніти [129-131] або імпульсні магнітні системи [132, 133]. Це є основною причиною великих габаритів і вартості гіротронів, а також робить їхню експлуатацію важкою. Також к недолікам гіротронів (в порівнянні з черенковськими генераторами) можна віднести відносно вузький діапазон перестроювання частоти. На даний час у ведучих наукових центрах ведуться активні дослідження задля розширення діапазону частотного перестроювання, пом'якшенню вимог до магнітів, наприклад роботі на вищих ЦГ, збільшенню ефективності електронно-хвильової взаємодії, підвищенню стабільності параметрів випромінювання, тощо. Але попри значний прогрес, досі ці проблеми є не до кінця вирішеними.

Таким чином, з аналізу літературних джерел, можна зробити висновок, що нестача ефективних компактних джерел субТГц та ТГц випромінювання 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 Компактні генератори на основі Черенковського випромінювання в субТГц і ТГц діапазонах.

Черенковськими ЕВП є великий клас приладів в яких довготривалий синхронізм електронів з електромагнітним полем виконується за рахунок близькості їхніх швидкостей: $v_{el} \approx v_{\phi}$. Так як у вільному просторі та в гладких хвилеводних системах фазова швидкість хвилі v_{ϕ} , або дорівнює швидкості світла c , або навіть є більшою, для електронно-хвильового синхронізму в такому класі ЕВП необхідно уповільнити хвилю. В приладах ЛЗХ, карсінотроні, ЛБХ, клинотроні, ГДВ, оротроні, КРВ, тощо задля цього використовуються так звані уповільнюючі періодичні системи такі як спіралі, петляючі хвилеводи, гребінки, стрічкові ґратки, гофрований хвилевід, зв'язані резонатори, тощо. Вибір уповільнювальної системи (УС) обумовлений необхідним діапазоном перестроювання частоти, рівнем вихідної потужності, технологічними можливостями виготовлення та охолодження, конфігурацією електронних пучків та системою фокусування та ін. При цьому синхронізм має місце тільки з однією n -ю просторовою гармонікою загального ВЧ поля $v_{el} = v_{\phi, n}$, яке може бути розкладено в ряд згідно з теоремою Флоке [115, 134, 135], а фазова швидкість $v_{\phi, n}$ визначається періодом УС та номером гармоніки:

$v_{\phi,n} = \omega / (2\pi n / l + \phi)$, з чого випливає, що при заданій напрузі (швидкості), при збільшенні частоти, необхідно зменшувати період гребінки. Так, наприклад для 400 ГГц клинотрона при напрузі 4 кВ період складав 70 мкм [99], а в 370 ГГц ГДВ - 100 мкм [104]. При наявності технологічних обмежень на зменшення періоду, необхідно підвищувати напругу, що, наприклад, було підвищено до 9.5 кВ в 550 ГГц ГДВ [104]. Іншим наслідком розкладу поля по просторовим гармонікам є факт того, що в нерелятивістському випадку, поле синхронної (поверхневої) гармоніки швидко спадає в поперечному напрямку від гребінки: $E_{z,n} \sim \exp(-ay)$, де $a = \omega / v_{\phi,n}$. Тобто з ростом частоти, для ефективної взаємодії всіх електронів потоку, треба або 1) зменшувати товщину електронного потоку (з одночасним збільшенням щільності струму та фокусуєчого магнітного поля), 2) використовувати подвійні гребінки (при цьому «ефективна товщина» електронного потоку може бути збільшена тільки в два рази), або 3) якимось чином нахилити електронний потік до гребінки з метою того щоб усі шари електронного потоку принаймні якийсь час рухались поблизу гребінки в області сильного ВЧ поля.

Так, роботи з формування щільних стрічкових та циліндричних потоків [136-143] свідчать про досягнуті рівні щільності струму в катодах в неперервному режимі до 100-150 А/см². Також активно ведуться дослідження для збільшення щільності струму стрічкових потоків до значень порядку 500 А/см² [142-144]. Слід зазначити, що окрім щільності струму, вимогами до електронних гармат є термін служби, що здебільшого визначає термін служби самого ЕВП. Додатково виникає задача транспортування щільних електронних потоків [138, 145-151] з мінімальними пульсаціями та можливості їх транспортування з прийнятними рівнями зміщення в магнітних фокусуєчих системах (МФС) [138, 148, 152].

Другий підхід, із створення подвійних ґраток, що може збільшити струм та вихідну потужність в два рази, реалізовано як для ЛЗХ і ЛБХ [95, 123, 153, 154], так і в ГДВ, оротроні та КРВ [104, 113, 114, 155- 159]. Вони показали можливість збільшення вихідної потужності, але, особливо в ТГц діапазоні, виникають технологічні проблеми з ідентичності та виставлення гребінок, а також їх ефективного охолодження. Третій підхід реалізовано завдяки т.з. клинотронному режимі [96-102, 104, 160-162], ГДВ з локальною магнітною неоднорідністю (ЛМН) [104, 163-168] та при спеціальному юстуванні в МФС в неоднорідному магнітному полі, що забезпечує максимальний інтегральний шлях електронів в сильному ВЧ полі [138, 169]. Незважаючи на те, що завдяки цьому вдається застосування відносно «товстих» потоків з великим струмом, існують і недоліки пов'язанні з падінням потужного потоку на дрібно-структурну гребінку, що може призводити до її плавлення та погіршення вакууму; підвищення температури матеріалу гребінки (безкисневої міді) призводить окрім розширення канавок, а отже зсуву та девіації частоти [170] [170], також до значного зменшення провідності, а отже суттєвого збільшення омичних втрат [96, 125, 127]. З досліджень випливає, що великі омичні втрати в ТГц гіротроні є також великою перешкодою до ефективної генерації коливань, але в Черенковських генераторах вони набагато більш суттєві, особливо для тих, що працюють на чисто поверхневих модах (ЛЗХ, клинотрон) [96], де завдяки значному затуханню поверхневої хвилі зменшується простір взаємодії та зменшується зворотний зв'язок по зворотній хвилі. Також згасаюча поверхнева хвиля досягаючи початку УС де розташовано вивід випромінювання, має дуже малу амплітуду. Разом із низьким коефіцієнтом трансформації поверхневої хвилі в хвилеводну моду [96, 171], це спричиняє малу вихідну потужність та малу ефективність типового виводу випромінювання. В міліметровому діапазоні показано, що в клинотронах з

неоднорідною гребінкою, в режимі витікаючих хвиль, можна значно підвищити ефективність виводу випромінювання [96, 98, 172, 173], але в субТГц діапазоні, втрати на випромінювання додаються до великих омичних втрат, а отже пусковий струм стає занадто великим.

Також, в субТГц клиноронах із надрозмірними електродинамічними системами зі стрічковим електронним потоком існує проблема конкуренції мод, що відрізняються кількістю варіацій по ширині гребінки, що заважає підвищенню вихідної потужності, обмежує ефективну ширину стрічкового потоку та призводить до спотворення діаграми спрямованості вихідного випромінювання [96].

В ГДВ та оротроні, що працюють на об'ємних хвилях, опір зв'язку є доволі низьким в порівнянні з ЕВП на поверхневих хвилях. Також в ГДВ та оротроні омичні втрати також значно зменшують добротність резонатору, але простір взаємодії (в повздовжньому напрямку) відкритого резонатору можна збільшити завдяки спеціальним багато-фокусним дзеркалам, що забезпечують відносно однорідний розподіл поля власної моди (супер-гаусовий) [104, 174, 175]. Традиційний вивід випромінювання із ГДВ в формі щілини розташований в максимумі поля стає неефективним та стикається з технологічними труднощами виготовлення щілини малих розмірів. Тому використовуються виводи із збільшеним отвором, що розташовано подалі від максимуму поля та квазіоптичні виводи [104, 176-180]. Також в ГДВ та оротроні при збільшенні частоти існує проблема конкуренції мод [181-185], але завдяки розрядженню коливань відкритого резонатору [62, 104, 186-189], ця проблема є менш суттєвою ніж у ЕВП на поверхневих хвилях. Тому конкуренція коливань в ГДВ має місце здебільшого з режимом ЛЗХ [104].

Слід зазначити, що нерелятивістські черенковські ЕВП зазвичай є відносно компактними, наприклад типовий розмір 400 ГГц клинотрону та ГДВ

можна побачити [99, 104] на рис. 1.1. Діапазон перестроювання частоти нерезонансної ЛЗХ здебільшого визначається дисперсійними властивостями уповільнювальної системи і для мм та ТГц діапазону становить близько 20% від центральної частоти (табл. 1.1) Перестроювання частоти здійснюється завдяки зміні напруги електронного потоку, тобто електронному перестроюванню. У випадку неідеального поглинання хвилі на кінці системи, або при наявності відбивача, як наприклад у клинотроні, зона генерації стає більш нерівномірною, але все одно залишається доволі широкою і становить 10-20% (табл. 1.1). В резонансних приладах на об'ємних хвилях (ГДВ та оротрон) з резонансними кривими мод, що не перекриваються, електронне перестроювання частоти доволі вузьке через високу добротність коливань. Для перестроювання частоти, одно із дзеркал робиться рухливим, і при зміні відстані між дзеркалами змінюється власна частота, і відбувається так зване механічне перестроювання частоти. При цьому відповідно має змінюватися напруга задля підтримання умови синхронізму, тобто перестроювання стає комбінованим і реалізується відносно широка смуга [104] (табл. 1.1).

Одним із шляхів значного підвищення частоти вихідного випромінювання є генерація випромінювання Сміта-Перселла на гармоніках ВЧ струму [190-198]. При цьому автогенерація відбувається на відносно низькій частоті f_0 , для якої також низьким є стартовий струм. Тому що в ВЧ струмі є гармоніки з частотою $f_n = nf_0$, при певних умовах [195] може відносно ефективно збуджуватись коливання на частоті f_n . В [195] зазначається, що це спричинило збудження оптичного випромінювання немодульованим електронним потоком в експериментах Сміта-Перселла [199].

Як видно з таблиці 1.1, по причинам, що було описано вище, рівень вихідної потужності (необхідний для спектроскопії ДПЯ-ЯМР [79, 80]) на частотах вище 0.25 ТГц, серед черенковських генераторів досяжний лише в

ЕІО [114] (вихідний ККД менше 1%), хоча це найдорожчий генератор з вузьким діапазоном перебудови частоти. Для частот, вищих за 0,5 ТГц, рівень вихідної потужності та ККД значно менший за 1 Вт та 1% відповідно.



Рисунок 1.1 - Фото суб-ТГц ЕВП, що розроблено та виготовлено в ІРЕ НАНУ. а) пакетований в МФС 400 ГГц клинотрон з блоком живлення та керування з ноутбуку [99]; б) суб-ТГц ГДВ [104]; в) пакетований в МФС суб-ТГц ГДВ [104]

ТАБЛИЦЯ 1.1

ПАРАМЕТРИ СУЧАСНИХ ЧЕРЕНКОВСЬКИХ ЕВП

ЕВП	Частотний діапазон, ГГц	Напруга /струм	Максимальна постійна потужність, Вт	Максимальний ККД, %
Клиноотрон [57]	220-270	4 кВ /120 мА	0.3	0.06
ГДВ [104]	460-525	8кВ/150мА	0.05	
ГДВ [104]	277-370	4кВ/250мА	0.3	0.03
ЕІО [113]	260-267	12кВ/150мА	15	0.8
Оротрон	300-340	8кВ/120мА	0.3 (імпуль.)	0.03
Клиноотрон [99]	350-410	4кВ/120мА	0.05	0.01
ЛЗХ ОV-32 [87]	370-535	3кВ/60мА	0.005	0.003
ЛЗХ ОV-80	526-714	3кВ/60мА	0.005	0.002
ЕІК [114] (в стадії розробки)	668-678	25кВ/100мА	8 (прогноз)	0.32

В [138, 200, 201] показано перспективність нового режиму гібридних об'ємно-поверхневих хвиль [200-205], що виникають в резонаторі клиноотрону з неоднорідною гребінкою [172, 173]. Було показано, що в такому режимі, між об'ємними та поверхневими модами може виникати т.з. міжтипова взаємодія мод [206-212]. Початково ідея збудження гібридних об'ємно-поверхневих хвиль полягала в тому, щоб поєднати переваги режиму генерації на поверхневої хвилі з високим імпедансом зв'язку та режиму генерації на об'ємній хвилі як в ГДВ, що є більш високо добротним та менш чутливим до

омічних втрат. Ці дослідження попередньо показали, що в такому режимі можна збільшити ефективність виводу випромінювання та зменшити чутливість зворотного зв'язку та потужності взаємодії до омічних втрат.

1.3 Генератори типу мазерів на циклотронному резонансі субТГц і ТГц діапазонів.

Принцип дії ЕВП класу МЦР засновано на синхронізмі електронів з ВЧ полем за рахунок циклотронного резонансу, що з урахуванням ефекту Доплера можна записати як:

$$\omega \approx n\omega_{H_0} + h_n v_{||0},$$

де ω_{H_0} – циклотронна частота, n – ціле число (номер ЦГ), $v_{||0}$ – аксіальна (поздовжня) швидкість електронів, h_n – аксіальне хвилеве число. Причиною групування згустку електронів в гіротроні, окрім циклотронного резонансу є так зване азимутально-фазове групування за рахунок неізохронного обертання електронів, що є результатом релятивістського фактору γ , а отже релятивістської залежності частоти обертання електронів від їх енергії: $\omega_{H_0} = eB/m_0\gamma$ [116, 117]. З умови циклотронного резонансу можна бачити, що для синхронізму не треба уповільнювати електромагнітну хвилю, як в черенковських ЕВП, і тому гіротрон є ЕВП, що працює на швидких хвилях, які збуджуються в гладкому хвилеводі. Тому, виклики що пов'язані із технологічними труднощами виготовлення електродинамічної системи, збільшенням омічних втрат в ТГц діапазоні та зменшенню простору взаємодії,

в гіротроні є суттєвими, але набагато менш серйозними ніж у ЕВП на повільних хвилях, що розглянуто в попередньому підрозділі. Однак, з факту лінійної залежності циклотронної частоти від магнітного поля випливає, що при збільшенні частоти генерації при просуванні в ТГц діапазон, необхідно збільшувати робоче магнітне поле. Прогрес у створенні «сухих» надпровідних магнітів, що формують сильні магнітні поля [129-131], зробив гіротрони відносно доступними та найпотужнішими лабораторними джерелами випромінювання субТГц та ТГц діапазону [51, 52, 84, 118]. Однак, все одно, габарити гіротронів набагато більші за розглянуті в попередньому підрозділі прилади на повільних хвилях (що показано на рис. 1.2), та із збільшенням магнітних полів, габарити, вартість та труднощі експлуатації надпровідних магнітів суттєво зростають, а наприклад, для генерації коливань з частотою 1 ТГц на першій ЦГ, необхідне магнітне поле приблизно 36 Т, що на теперішній час може бути досягнуте лише в імпульсних магнітних системах [132, 133]. Тому дуже важливим напрямком розробки ТГц гіротронів є зменшення робочого магнітного поля, що може бути досягнуто при роботі на вищих, зокрема другій ЦГ [51, 116]. При цьому головною проблемою стає конкуренція мод на вищих ЦГ з модами першої ЦГ так як зазвичай стартові струми мод вищих ЦГ є набагато вищими за стартовий струм мод першої ЦГ [213]. Проблема конкуренції мод може бути частково вирішено завдяки існуючим методам електродинамічної та електронної селекції [51, 214-218]. Суть цих методів полягає в тому щоб збільшити стартовий струм моди першої ЦГ, та навпаки, зменшити стартовий струм моди вищої ЦГ. При чому електродинамічна селекція забезпечує високу добротність однієї моди та придушує сусідні моди, що також має місце ГДВ та в системах із спеціальними відкритими резонаторами [104, 189]. Наприклад в [219-221] завдяки складному циліндричному резонатору, створеному різким збільшенням радіусу або

резонансній канавці, ефективна довжина моди другої ЦГ набагато більша за довжину моди першої ЦГ, що значно зменшує стартовий струм бажаної моди. Але при цьому точність виготовлення має бути надзвичайно високою і тому більшість гіротронів, виготовлених за цим принципом, не мали переваги для генерації другої ЦГ; також теплове розширення стінок резонатору може призвести до зриву коливань на частоті другої ЦГ.

Електронна селекція забезпечується параметрами електронного потоку, що має найбільший зв'язок із заданою модою, та якомога менший з конкуруючою [222, 223]. Так як в ТГц діапазоні відхилення ведучого радіусу та товщини потоку для ефективної електронної селекції мають бути малими, цей принцип також важко реалізувати в ТГц діапазоні.

Так, завдяки цьому прогресу, на даний час вихідна потужність гіротронів, що працюють на другій ЦГ на частотах до 0.5 ТГц складає (принаймні у вузькому діапазоні) кілька десятків Ватт, що робить їх незамінними для прогресу високочастотної ДПЯ-ЯМР спектроскопії [79, 80]. Але вже при спробі генерації 0.78 ТГц на другій ЦГ в гіротроні з подвійним електронним потоком (електронна селекція) стало зрозуміло, що виникають нові ефекти, що спричиняють більш серйозну конкуренцію мод ніж передбачалось [214].

Інший метод електронної селекції може бути реалізовано в гіротронах з великою орбітою [224] в яких електронний потік обертається по ларморової орбіті навкруги осі резонатору, при цьому ефективно взаємодіє з модами у яких азимутальний індекс дорівнює номеру ЦГ. Але головною перешкодою для реалізації гіротронів з великою орбітою є складність формування таких потоків, що зазвичай потребує складної магнітної системи із реверсом.

Іншим викликом для гіротронів є те, що в резонансних гіротронах, перестроювання частоти дуже вузьке, тому важливою задачею є підвищення

діапазону перестроювання робочою частотою гіротронів, що може бути реалізовано в режимі гіро-ЛЗХ або при роботі на високих аксіальних модах [225, 226], але в традиційних схемах вихідна потужність при цьому є доволі низькою. Механічне перестроювання частоти в звичайних конструкціях важко-реалізуємо та є вузько-смуговим (наприклад завдяки температурі охолоджуючої рідини або п'єзо-діелектрику). В останній час є спроби створити механічне перестроювання завдяки застосуванню відкритого резонатору як в ГДВ [227, 228], де для зросту ефективності взаємодії використовується стрічковий ГЕП.

Аксіальний вивід випромінювання в гіротронах реалізується поступовим розширенням радіусу циліндричного хвилевода. За відсутності трансформації мод [229] вихідне випромінювання має той саме розподіл, що і робоча мода [117]. Теж саме стосується і відбитого сигналу від вихідного вікна або навантаження, що може призводити до автодинного режиму [230-232]. Вивід випромінювання у формі Гаусова пучка може відбуватись за рахунок квазіоптичного конвертора мод з радіальним виводом [233-235]. Сучасні конвертори мають ККД більш ніж 90%. У випадку відбиття гаусова пучка назад до конвертора, в резонаторі збуджується мода з протилежним напрямком обертання. В спеціальних конверторах, [236] є можливість збуджувати моду в резонаторі з таким напрямком обертання, що і робочої, що може використовуватись для синхронізації генераторів, автодинного ефекту, стохастизації коливань, тощо.

Окрім розробки гіротронів на вищих ЦГ задля створення більш компактних гіротронів, йдуть також інші дослідження для зменшення габаритів гіротронних комплексів [237, 238]. Серед них створення компактних ЕОС з рухом електронів в неадіабатично змінному магнітному полі [239]. Також перспективним є вивчення можливостей підвищення ефективності

взаємодії в низьковольтних гіротронах [240-245].

Хоч, як було зазначено вище, для гіротронів технологічні виклики виготовлення елементів є не такими значними як для ЕВП на повільних хвилях, але при просуванні в ТГц діапазон, будь-які відхилення геометричних параметрів резонатору та потоку від ідеальних, можуть суттєво погіршити як вихідні параметри так їхню стабільність і повторюваність. Ці відхилення можуть бути спричинені як при виготовленні приладу, так і в процесі експлуатації за рахунок теплових уходів, тощо [246]. Особливо це заважає таким застосункам суб-ТГц та ТГц гіротронів які потребують заздалегідь визначених та стабільних параметрів випромінювання упродовж довготривалої роботи [79]. Наприклад, хоча на відміну від приладів на повільних хвилях, зміщення електронної гармати в гіротроні не так суттєве, але воно може призводити до зниження вихідної потужності в декілька разів.

На відміну від клинотронного режиму, де теплове навантаження на електродинамічну систему відбувається здебільшого за рахунок падіння електронного потоку на систему [97, 170], в гіротронах теплове навантаження на стінки резонатору зумовлено омичними втратами в них, що може бути виражено через вихідну потужність як

$$P_{ohm} = P_{out} \frac{Q_{dif}}{Q_{ohm}}$$

де Q_{dif} -дифракційна добротність резонатору, а Q_{ohm} -омічна добротність. Звичайно, що зменшення дифракційної добротності Q_{dif} зменшує омичні втрати, але при цьому одночасно збільшується і стартовий струм. Тому шляхом зменшення дифракційної добротності йдуть в потужних гіротронах з МВт рівнем, де робочі струми великі, а розігрів резонатору за рахунок омичних втрат вкрай критичний [52, 82].



а)



б)

Рисунок 1.2 - а) Фото комплексу ТГц гіротрону, що розроблено та виготовлено в FIR UF (University of Fukui, Japan) для роботи на другій ЦГ на частоті 0.78 ТГц; б) геометричні параметри надпровідного магніту з магнітним полем 15 Тл

В ТГц гіротронах, що працюють на другій ЦГ, дифракційна добротність є співрозмірною, або навіть вищою за омичну добротність [247]. Тому омичні втрати сильно залежать від амплітуди ВЧ поля, особливо при одночасній генерації моди першої та другої ЦГ, і як в клинотронах [125] це може спричинити різну поведінку режиму генерації в імпульсному та постійному режимах.

На даний час прогрес у розвитку ТГц гіротронів, що ведеться у ведучих наукових лабораторіях США, Японії, ЄС, РФ, Китаю, Індії дозволяє отримати потужності десятків Ватт та декілька відсотків ККД на частотах до 0.5 ТГц.

1.4 Існуючі та перспективні застосування електровакуумних генераторів субТГц і ТГц діапазонів

Електромагнітні коливання субТГц та ТГц (0.2-1 ТГц) володіють рядом специфічних властивостей, що робить їх привабливим для багатьох застосувань. Це і наявність спектрів багатьох біологічних молекул (вібраційних та ротаційних), і прозорість деяких матеріалів, що є не прозорими для ІК та оптичних діапазонів, та сильне поглинання хвиль водою. Також довжина хвилі менша за 1мм є привабливою для збільшення роздільної здатності радіолокації та ТГц бачення. Для щільної плазми чия плазмова частота лежить в цьому діапазоні, джерела електромагнітного випромінювання стають незамінними для діагностики.

Також з'являються все нові області застосування ТГц випромінювання. Так, завдяки ефекту ДПЯ, коливання ТГц діапазону стали вкрай необхідними для збільшення чутливості ЯМР спектроскопії, особливо для біологічних

досліджень. Саме ДПЯ-ЯМР спектроскопія є одним з головних застосувань ТГц ЕВП. Це пов'язано з тим, що ефект ДПЯ при опроміненні з рівнем потужності, що не є досяжним для сучасних твердотільних джерел, дозволяє знизити час для накоплення інформації, наприклад з кількох років до десятків годин [64]. Звичайно це робить ТГц ЕВП незамінними джерелами, що дозволять отримання фундаментальних знань в біології, тощо. На даний час дуже актуальною є ЯМР спектроскопія на частотах 200-1200 МГц, що вимагає джерела ватного рівня випромінювання від 0.26-0.79 ТГц [78]. На даний час тільки гіротрони можуть задовільнити цим рівням потужності, але прогрес у розробці ЕВП на повільних хвилях може зробити їх дуже привабливими для ДПЯ-ЯМР спектроскопії.

На даний час багато експериментальних даних про сильний вплив ТГц випромінювання на біологічні об'єкти, а отже перспективність випромінювання для медичних цілей. Так, наприклад опромінення мишей з раковими пухлинами [61] показало можливість зменшення пухлини аж до повного зникнення. Поки є не зовсім зрозумілим причина цього, та чи є важливим тепловий ефект випромінювання, але досі привабливим для застосування в терапії виглядають компактні ЕВП з потужністю 10 мВт -1 Вт.

1.5 Висновки до розділу 1

З огляду сучасного стану джерел суб-ТГц та ТГц електромагнітного випромінювання впливає, що незважаючи на значний прогрес, проблема «ТГц провалля» досі не до кінця вирішена. Це в свою чергу стримує розвиток інших напрямків у фізиці, біології, медицині та техніці, що вимагають ефективних джерел субТГц та ТГц випромінювання. Перешкодами на цьому

шляху є як фізичні, технічні і технологічні виклики, що пов'язані із виготовленням дрібно-структурних елементів з високою точністю, ефективним їх охолодженням, створенням магнітних систем із необхідною величиною поля та його розподілом, тощо, так і недостатнім вивченням фізичних процесів, що мають місце в сучасних генераторах при збільшенні робочої частоти при просуванні в ТГц діапазон. Це стосується як ЕВП на повільних (ЛЗХ, клинотрон, ГДВ, оротрон) так і на швидких хвилях (гіротрони, гіро-ЛЗХ).

Тому актуальною задачею є вивчення фізичних особливостей, оптимізація та пошук нових шляхів збудження коливань в ТГц генераторах з тривалою взаємодією заснованих як на умові черенковського синхронізму, так і на циклотронному резонансі. До проблем, що потребують детального вивчення, відносяться:

- конкуренція мод в надрозмірних структурах гіротронів та черенковських ЕВП
- розширення діапазону частотного перестроювання в гіротронах
- вплив відхилення геометричних параметрів на вихідні параметри гіротронів та створення умов для гарантованих вихідних параметрів впродовж тривалої роботи
- зменшення впливу омичних втрат на пусковий струм та вихідну потужність в гіротронах, і особливо, в черенковських ЕВП
- збільшення ефективності виводу випромінювання в черенковських ЕВП

РОЗДІЛ 2

Вплив відбиття із затримкою на перестроювання частоти та конкуренцію мод у ТГц гіротроні

2.1 Вступ

Гіротрони середньої потужності (10-1000 Вт) ТГц діапазону, що працюють у постійному режимі, дуже важливі для багатьох застосувань, таких як ДПЯ-ЯМР-спектроскопія, діагностика плазми, неруйнівний контроль, виявлення радіоактивних матеріалів, медична добавки, тощо. Для цих застосувань зазвичай потрібна можливість перестроювання частоти, що охоплює кілька ГГц. Шляхи підвищення діапазону перестроювання частоти, включаючи збудження аксіальних мод високого порядку (НОАМ), обговорювалися в серії робіт [225, 247]. Однак зазвичай із збільшенням числа аксіальної моди q вихідна потужність різко зменшується, що обмежує можливість налаштування за допомогою збудження НОАМ.

Іншою проблемою для субТГц і ТГц гіротронів є конкуренція з модами першої гармоніки циклотронної частоти (ЦГ), оскільки вони зазвичай працюють на другій гармоніці циклотронної частоти [248]. На процеси конкуренції також впливає відбиття сигналу від вихідного вікна та при опроміненні навантаження, коли частина енергії хвилі відбитої від навантаження може попадати в робочий резонатор та викликати автодинний ефект [249, 250].

У цьому розділі проаналізовано ефект самосинхронізації [190] гіротрону частиною його вихідного сигналу, відбитого назад у резонатор [251-

253] для збільшення діапазону перестроювання частоти, виявлення впливу на конкуренцію мод першої та другої ЦГ та зворотного впливу навантаження на режим генерації. Вплив сигналу, відбитого від віддаленого навантаження (відбитий сигнал приходить із затримкою) може змінювати частоту і потужність генератора (автодинний ефект). Таким чином, контрольована зміна положення відбиваючого елемента може призвести до настроювання частоти або модуляції частоти/потужності [250]. Крім того, відбиття сильно впливає на конкуренцію мод [254] і може збуджувати НОАМ з більшою потужністю та пригнічувати паразитні коливання першої ЦГ.

В роботах [251-253] було розроблено теорію, що описує зміну частоти при наявності відбиття, а також проведені чисельні моделювання. Але ці результати не були перевірені експериментально. Також в даному розділі розглянуто сильні відбиття, тоді як аналіз, представлений у [251-253], справедливий лише для слабких відбиттів. Використання рефлектора, що розміщено поза вікном гіротрона (у випадку гіротрона з аксіальним виводом), або нового конвертора мод, який розділяє моди з різними напрямками обертання [236] (у випадку радіального виводу), утворює зовнішній резонатор, подібний до того що використовується в оптичних лазерах [255], оротронах та ГДВ [104], тощо. Це може суттєво збільшити загальну добротність та електронний ККД. Використання смугового фільтра як частотно-селективного відбивача може збільшити добротність окремих режимів і змінити сценарії конкуренції режимів першої та другої ЦГ.

В даному розділі представлені основні рівняння та чисельне моделювання у випадку великих коефіцієнтів відбиття, а також описано експериментальні результати для гіротрона FU CW ІІВ та порівняно з теорією.

2.2 Рівняння збудження коливань в гіротроні з відбиттям із затримкою та результати розрахунків в одномодовому наближенні

На рис. 2.1 показано схему відкритого резонатора гіротрона з дифракційним виводом та рефлексором, що розміщено в однорідному вихідному хвилеводі після вихідного конусу. Це можна розглядати як систему з двома зв'язаними резонаторами, що утворює комбінований резонатор. Для чисельного моделювання використовується самоузгоджена нелінійна система рівнянь [117, 256]:

$$\frac{\partial^2 C}{\partial \zeta^2} - i \frac{\partial C_s}{\partial \tau} + i n_s \delta_s C_s = \tilde{I}_s \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \langle p^{n_s} \rangle e^{-i(\Delta_s \zeta / \beta_z + \psi_s)} d\phi \quad (2.1)$$

$$\frac{dp}{d\zeta} + i(|p|^2 - 1)p = i(p^*)^{n_s-1} \frac{\beta_{\perp}^{n_s-2}}{\beta_z} \sum_s C_s e^{i(\Delta_s \zeta + \psi_s)} \quad (2.2)$$

з граничними умовами:

$$C_s(\zeta_{out}, \tau) - \frac{i}{k_s} \frac{\partial C_s(\zeta_{out}, \tau)}{\partial \zeta} = R_s \left(C_s(\zeta_{out}, \tau - \tau_{del}) + \frac{i}{k_s} \frac{\partial C_s(\zeta_{out}, \tau - \tau_{del})}{\partial \zeta} \right) \quad (2.3)$$

де C_s – нормована комплексна амплітуда s -ї моди $TE_{m,l}$, n_s – номер циклотронної гармоніки, p – нормований орбітальний момент електрона,

$$\tilde{I}_s = 0.00376 \times I \frac{\beta_{\perp}^n}{\gamma_0 \beta_z} n_s^3 \left(\frac{n_s^{n_s}}{2^{n_s} n_s!} \right)^2 \frac{J_{m_s \mp n_s}^2(k_s R_e)}{(\nu_s^2 - m_s^2) J_{m_s}^2(\nu_s)}$$

– безрозмірний струм, I – струм електронного потоку (ЕП) в амперах, $\omega_{cyc} \cong$

$eV/(m\gamma_0)$ – циклотронна частота; $\gamma_0 \cong 1 + U_{ac}[kV]/511$, U_{ac} – прискорювальна напруга; $\zeta = \frac{\omega_{cyc}z}{(2c)}$ – безрозмірна поздовжня координата; β_{\perp} та β_z – нормовані перпендикулярна та поздовжня швидкості відповідно; k_s – поперечне хвильове число; R_e – радіус електронного пучка; $\Delta_s = 2(\omega_s(\zeta_{out}) - n_s\omega_{cyc})/\omega_{cyc}$ – частотний розсинхронізм; $\delta_s = 8\omega_{cyc}/(\omega_s(\zeta_{out}) - \omega_s(\zeta))$ – описує зміну частоти відсічки; $\psi_s = (n_s - m_s)\phi$ – фаза моди; $\tau = \frac{\omega_{cyc}t}{8}$ – нормований час; m_s – азимутальне число s -ї моди; ν_s – l -й корінь похідної функції Бесселя (для моди TE_{ml}). Права частина рівняння (2.3) описує відбитий сигнал [230, 256, 257]; R_s – коефіцієнт відбиття s -ї моди, а τ_{del} – нормований час затримки сигналу, що поширюється від основного резонатора до відбивача і назад.

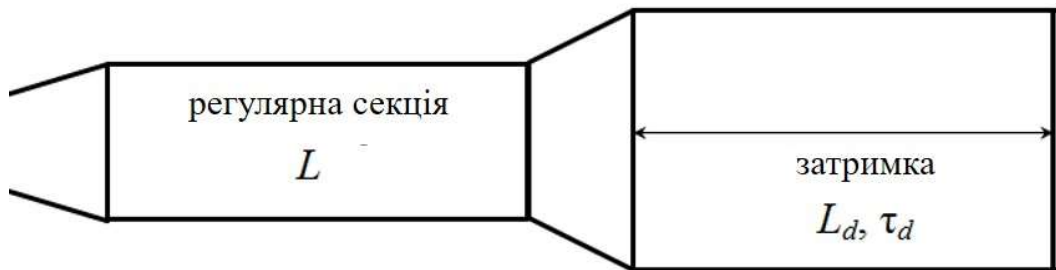


Рисунок 2.1 - Схема резонатора гіротрона з відбивачем

Амплітуда хвилі, що проходить через відбивач, визначається як :

$$A_{out}(\tau) = \frac{1}{2} \left(C_s(\zeta_{out}, \tau - \tau_{del}) + \frac{i}{k_s} \frac{\partial C_s(\zeta_{out}, \tau - \tau_{del})}{\partial \zeta} \right) \sqrt{1 - R^2}. \quad (2.4)$$

Вихідна потужність пропорційна $|A_{out}|^2$. Стационарне рішення рівнянь (2.1)-

(2.3) використовується для визначення вихідної потужності та частоти. Рівняння (2.1)-(2.3) не враховують втрати хвилі, що проходить від основного виходу резонатора до відбивача, хоча це можна легко зробити шляхом відповідного корегування коефіцієнта відбиття та вихідної потужності.

Радіус резонатора гіротрона FU CW ІІВ становить 2.36 мм, довжина вхідного конуса – 4 мм, довжина регулярної ділянки – 15 мм, довжина вихідного конуса – 4 мм. Кути конуса, що звужується та розширюється становлять відповідно $2,5^\circ$ і 6° , радіус пучка електронів 0,63 мм. Цей гіротрон працює з на другій ЦГ моди $TE_{-2,6}$ на частоті 394 ГГц і використовується для ДПЯ-ЯМР [258]. Для прискорювальної напруги 19 кВ магнітне поле знаходиться в діапазоні 7,25-7,3 Тл. Основним конкурентом є мода першої ЦГ $TE_{+2,3}$. В експерименті спостерігалися деякі моди, теоретичні пускові струми яких дуже високі (наприклад, мода першої ЦГ $TE_{+4,5}$), що свідчить про те, що радіус електронного потоку та його положення можуть відхилятися від проектних значень. Ми також розглядаємо моду другої ЦГ $TE_{+4,5}$ в діапазоні магнітного поля 7,1-7,2 Тл. Конкуренція моди другої ЦГ $TE_{+4,5}$ з модою першої ЦГ $TE_{+4,2}$ з високими аксіальними індексами є відносно слабкою і нею нехтується у чисельному моделюванні.

Спочатку проаналізуємо окремо вплив відбиття на моду другої ЦГ $TE_{-2,6}$ і на моду першої ЦГ $TE_{2,3}$ без урахування конкуренції мод. Вплив відбиття на вихідну потужність, орбітальну ефективність і частоту показано на рис. 2.2 і 2.3 для другої ЦГ і першої ЦГ відповідно. Завдяки відбиттю гіротрон має деякі особливості роботи:

1) На рис. 2.2 видно, що відбиття зменшує пусковий струм, особливо для мод з високим аксіальним індексом. Тому збуджуються моди з більш високими аксіальними індексами q , що призводить до ширшого діапазону перестроювання частоти порівняно з випадком відсутності відбиття. Пусковий

струм визначається як мінімальне значення струму, яке забезпечує відмінне від нуля рішення (2.1)-(2.3).

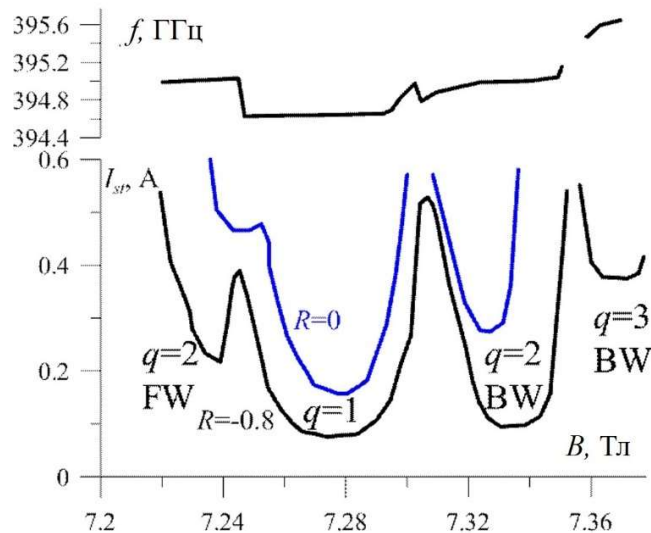


Рисунок 2.2 - Пусковий струм і частота як функція магнітного поля для моди $TE_{2,6}$ з відбиттям (червона та синя пунктирна крива) і без відбиття

2) Відбиття призводить до ступінчастої зміни частоти (рис. 2.4 і 2.6). Зміна частоти через зміну магнітного поля стає слабшою, особливо для високих аксіальних мод, що узгоджується з [251-253]. Це можна пояснити тим, що сильні відбиття змінюють добротність комбінованого резонатора.

3) Залежність роботи гіротрона від магнітного поля має гістерезис. Відбиття посилюють гістерезис за рахунок додаткових розв'язків рівняння (2.1). Зокрема, рис. 2.2 демонструє, що при робочому струмі 300 мА аксіальна мода з індексом $q=3$ не може збуджуватися в м'якому режимі при $B = 7,21$ Тл, оскільки електрони взаємодіють з прямою хвилею (FW). Дійсно, на рис. 2.3 а можна бачити, що зі збільшенням магнітного поля ця мода не збуджується. Проте при зменшенні магнітного поля вона збуджується в жорсткому режимі внаслідок існування моди з індексом $q=2$, а отже існуванню достатньої

кількості захоплених частинок [259]. При $B \approx 7,215$ Тл більше не має генерації на моді $TE_{-2,6,2}$, а з'являється генерація моди $TE_{-2,6,3}$.

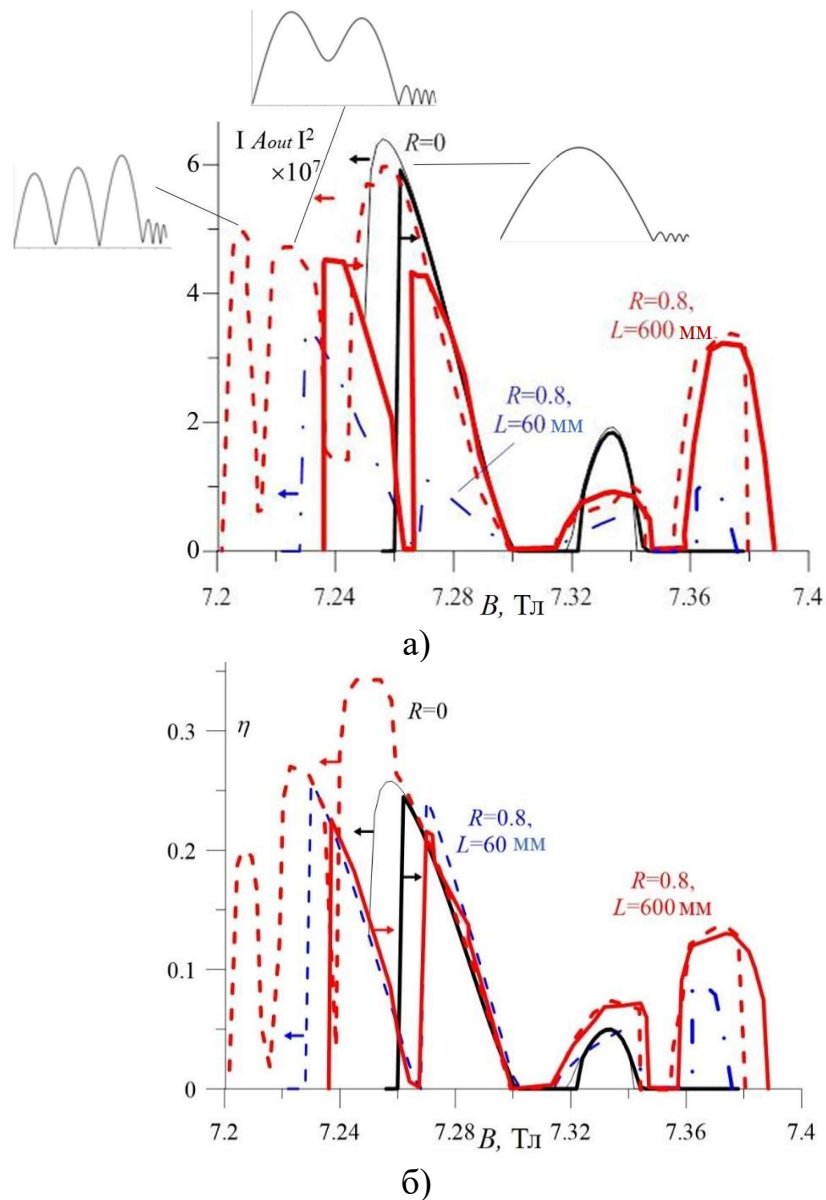


Рисунок 2.3 – Зона генерації моди $TE_{-2,6}$ від магнітного поля з відбиттям (червона та синя пунктирна крива) і без відбиття (чорна/суцільна крива): а) вихідна потужність, б) орбітальний електронний ККД. Вставки показують відповідний розподіл ВЧ поля

4) Залежність вихідної потужності та частоти від часу затримки (або від відстані між резонатором і рефлектором, L_d) показує, що діапазон механічного перестроювання для основної аксіальної моди становить близько 50 МГц (залежно від струму пучка, частотного розсинхронізму, тощо), а для моди з індексом $q=2$ діапазон перестроювання перевищує 100 МГц (рис. 2.7). У випадку жорсткого збудження ($B = 7,25$ Тл, $R = -0,35$) генерація може бути придушено навіть слабкими відбиттями та малим зміщенням (рис. 2.7 а, б). Це слід враховувати в експерименті для стабільного сигналу опромінення навантаження. Видно, що вихідна потужність сильно залежить від часу затримки за рахунок додаткового резонатора.

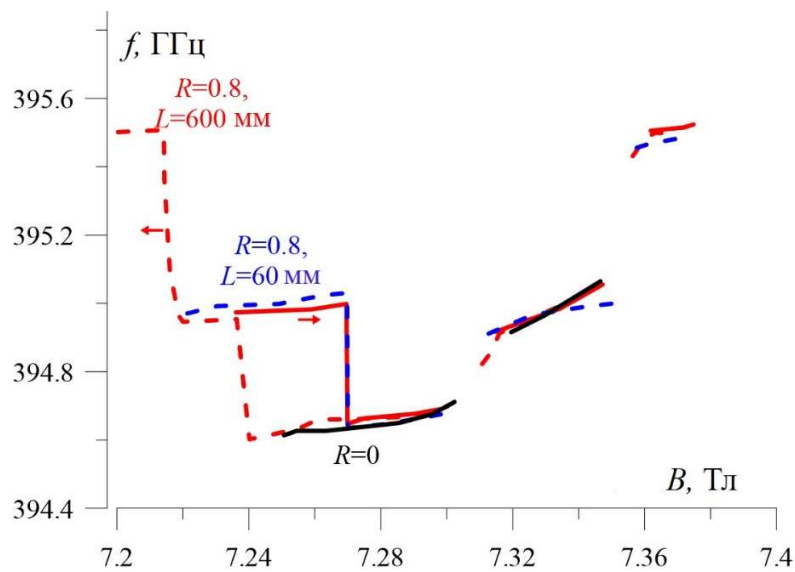
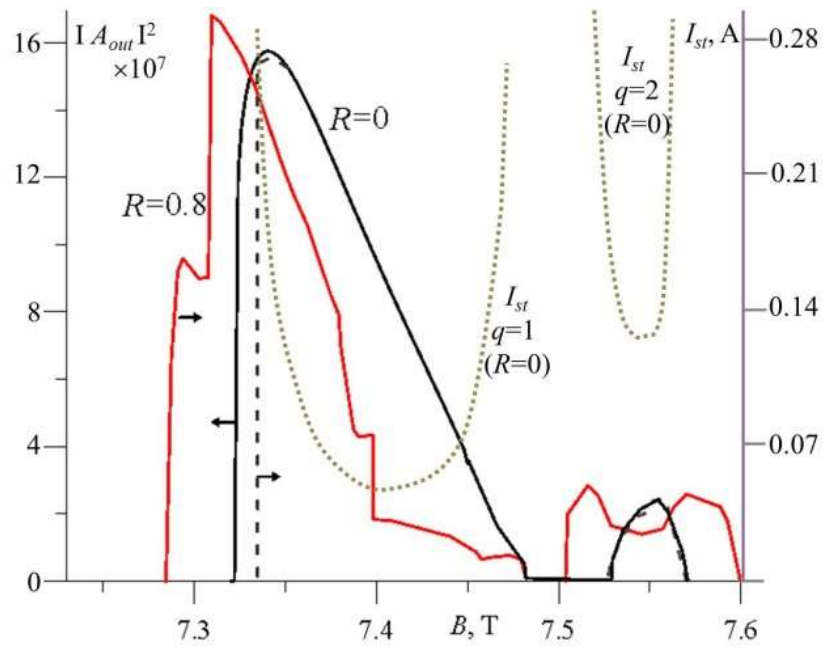
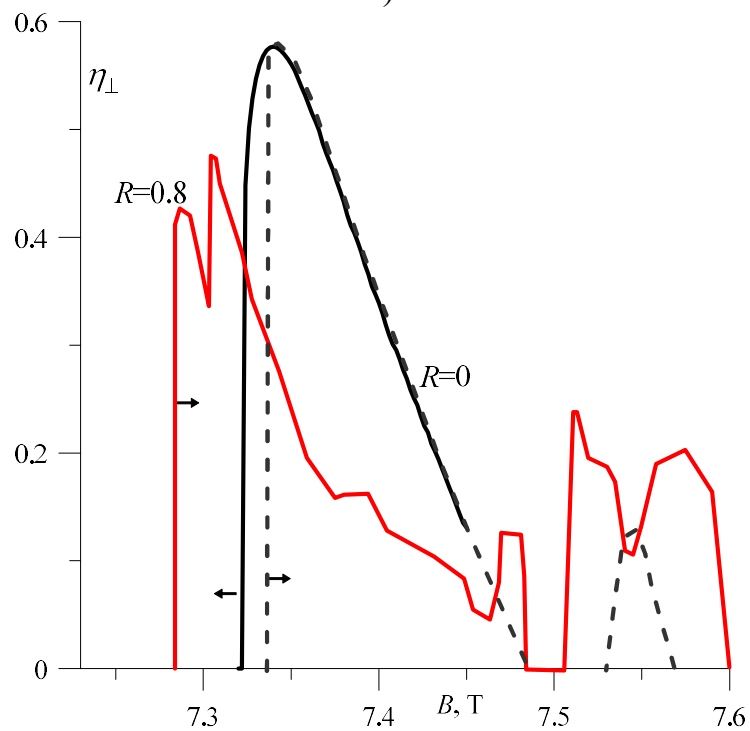


Рисунок 2.4 - Частота як функція магнітного поля для моди $TE_{-2,6}$ з відбиттям (червона та синя пунктирна крива) і без відбиття (чорний/суцільний)

Якщо фаза відбитої хвилі збігається з фазою хвилі, відбитої від дифракційного виходу, дифракційна добротність Q_d збільшується, а вихідна потужність зменшується, хоча електронний ККД не змінюється.



a)



б)

Рисунок 2.5 - Залежність вихідної потужності (а) та орбітального електронного ККД (б) від магнітного поля для першої ЦГ моди $TE_{2,3}$ з відбиттям (червона крива) та без відбиття (чорна крива)

Таким чином, існують множинні резонанси, віддалені один від одного на $\Delta L_d = \frac{\lambda}{2}$, що відповідає збудженню різних мод довгої лінії, тобто мод додаткового резонатора [260-263]. При великих відбиттях (рис. 2.7 в-д) можна побачити стрибкові переходи між цими модами зі зміною L_d замість окремих зон генерації (рис. 2.7 а, б). Стрибкова зміна моди вказує на те, що при певних значеннях L_d існує декілька стаціонарних розв'язків (2.1)-(2.3). Форма залежностей потужності, частоти та поперечного електронного ККД різна при русі вправо (збільшення відстані, чорна стрілка вправо) або вліво (зменшення відстані, чорна стрілка вліво). Така асиметрія також свідчить про наявність мультистабільності та гістерезису.

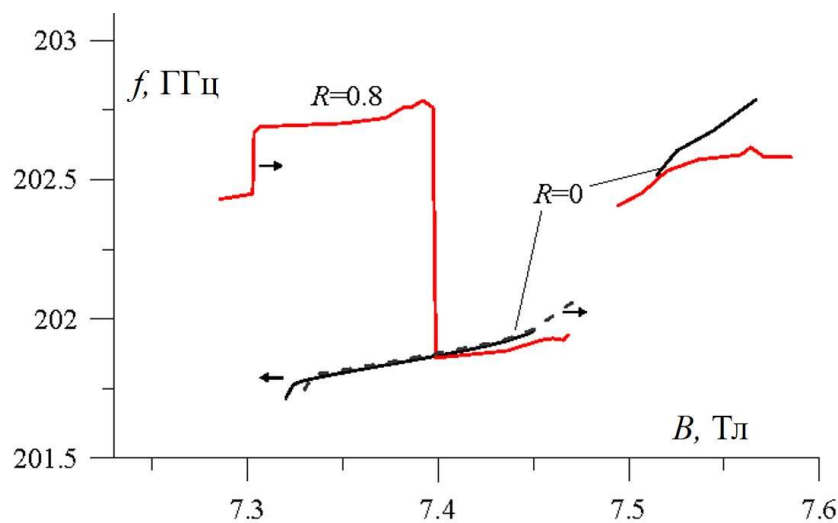
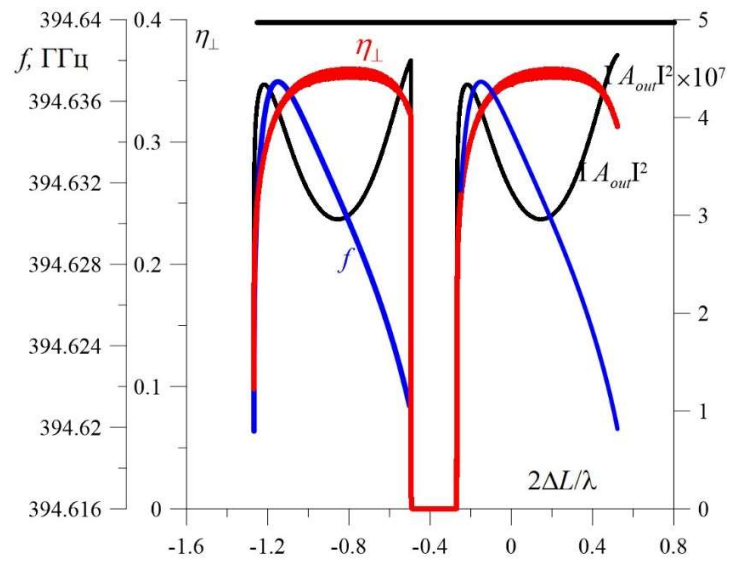
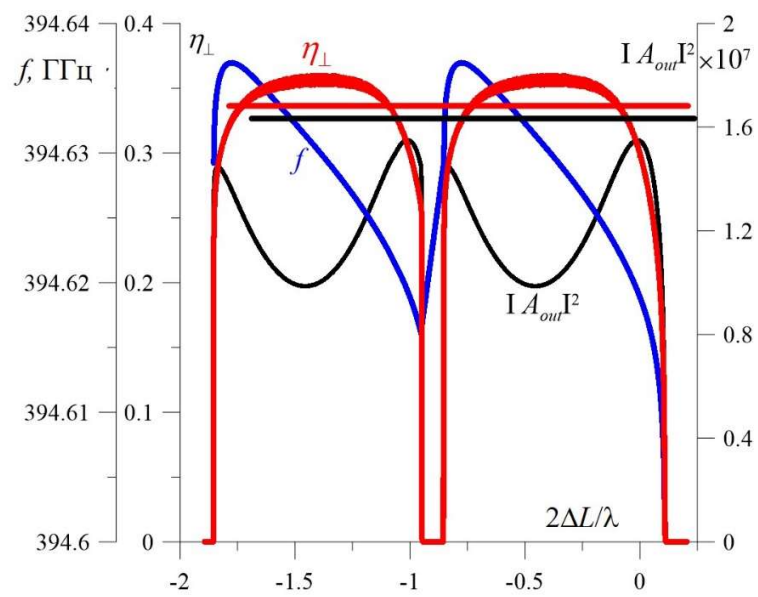
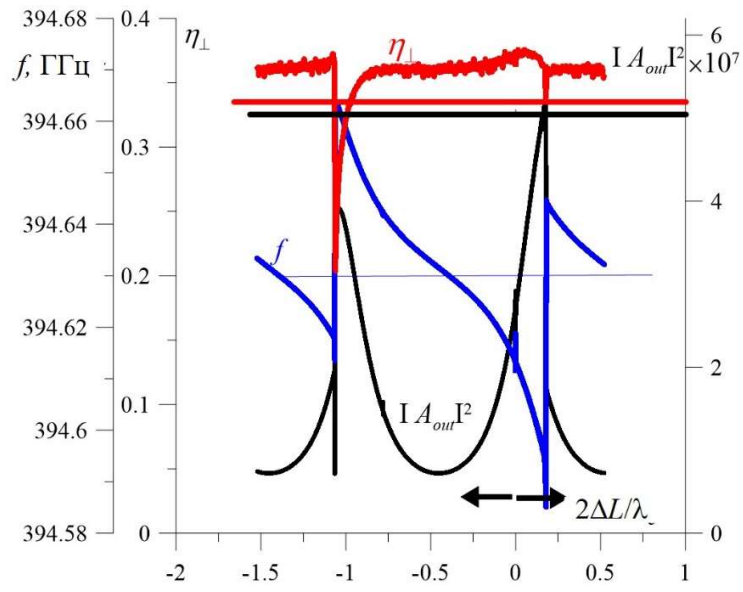


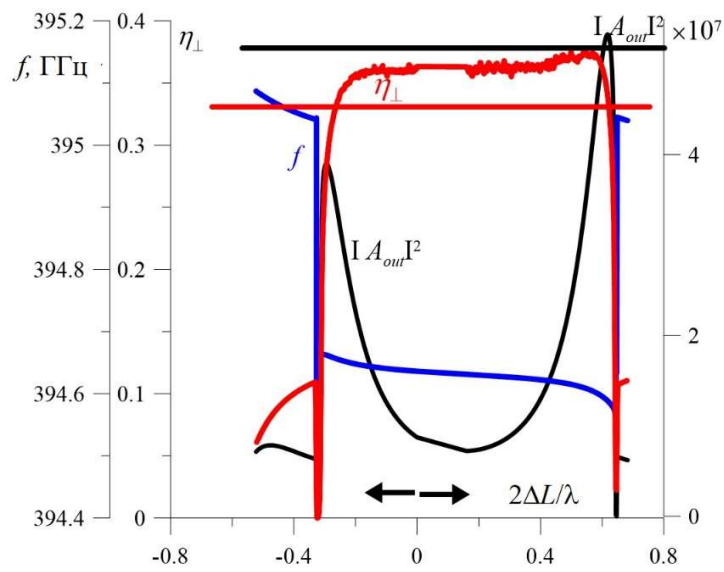
Рисунок 2.6 - Залежність частоти від магнітного поля для першої ЦГ моди $TE_{2,3}$ з відбиттям (червона крива) та без відбиття (чорна крива)

5) З дисперсійних діаграм гіротронів відомо, що електронний потік може взаємодіяти з прямою хвилею (FW) при слабкому магнітному полі та зі зворотною (зустрічною) хвилею (BW) при сильному магнітному полі.

a) $R=0.35$ $L_d=100$ mmб) $R=0.35$ $L_d=800$ mm



Б) $R=0.85$ $L_d=800$ mm



Г) $R=0.85$ $L_d=100$ mm

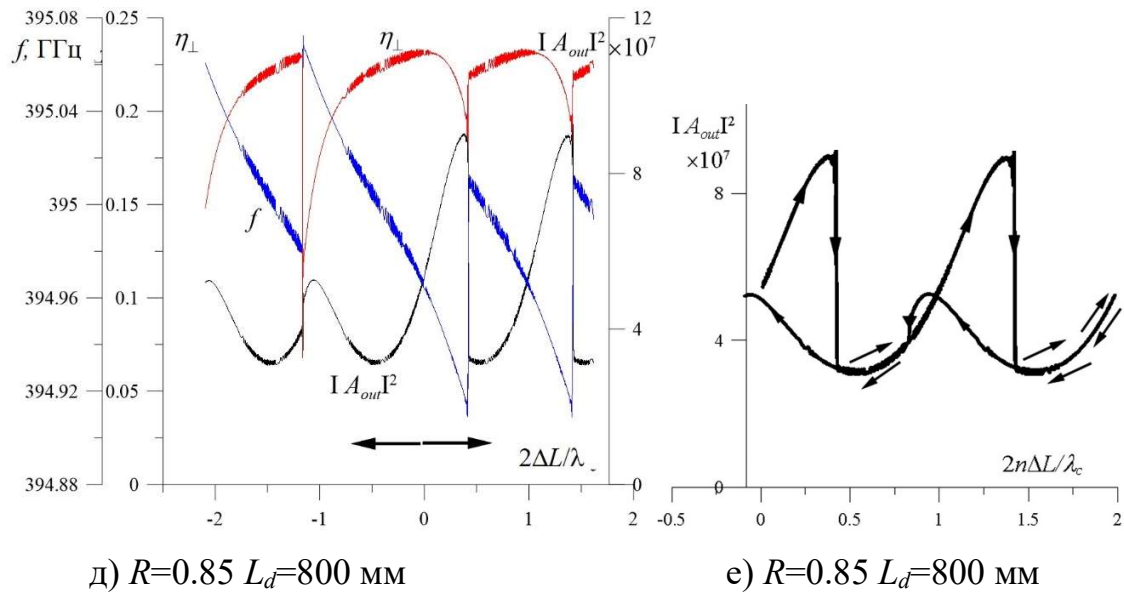


Рисунок 2.7 - Залежності вихідної потужності (безрозмірні, чорні криви), частоти (сині) та орбітального ККД (червоні) від відстані між рефлектором та основним резонатором. а) – е) відповідає різним значенням R та L_d . а)-г) $B=7.25$ Тл, д), е) $B=7.235$ Тл. Горизонтальні лінії відповідають випадку без відбиття ($R=0$)

Рис. 2.3 і 2.5 демонструють, що як для першої ЦГ, так і для другої ЦГ, моди з високими аксіальними індексами можуть збуджуватися у взаємодії з FW при нижчих магнітних полях. У такому випадку, вихідна потужність може бути значно більшою, ніж при взаємодії з BW (що видно з порівняння випадків $B=7,238$ Тл і $B=7,33$ Тл). Основною причиною цього є те, що «частотний розсинхронізм» для BW позитивний [264], тоді як для FW він негативний. Аналіз розподілу високочастотного поля (пряма, зворотна хвилі та повне поле) та ККД для цих двох випадків показано на рис. 2.8 а і 2.8 б. Тут амплітуди FW і BW розраховуються як

$$A_{\pm} = \frac{1}{2} \left(C(\zeta) \pm \frac{i}{k_{\zeta}} \frac{\partial C}{\partial \zeta} \right).$$

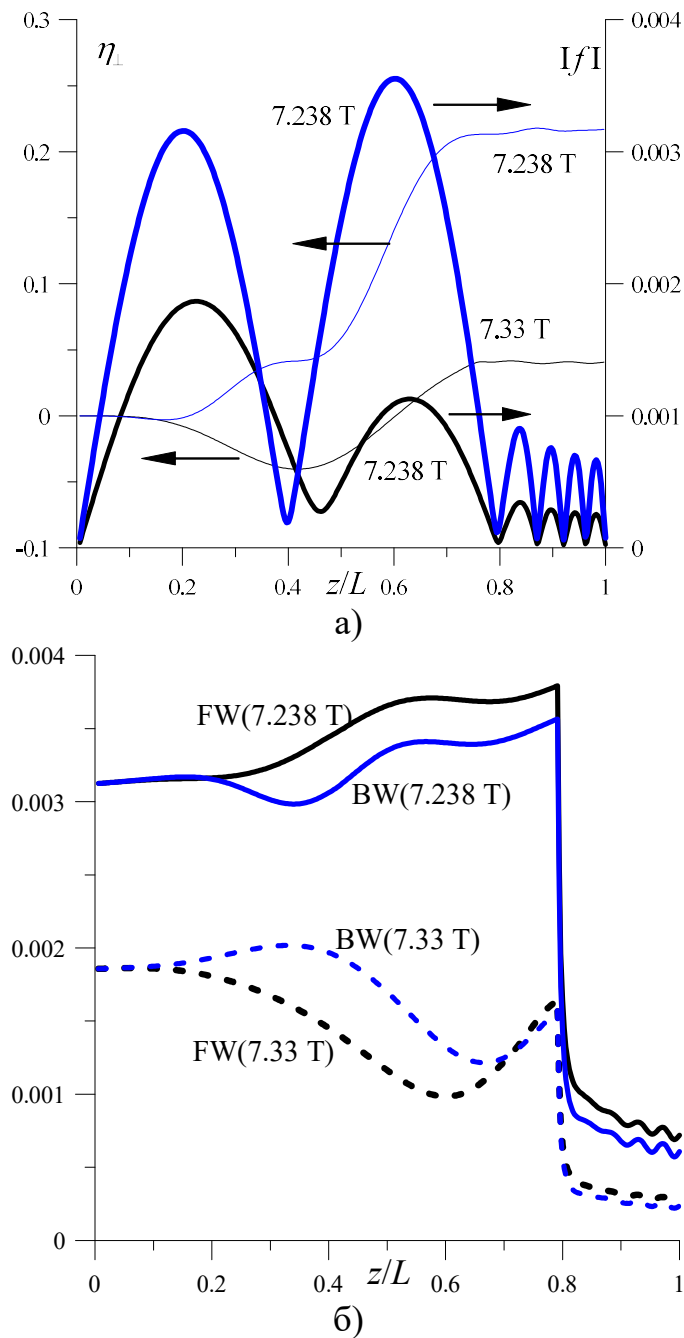


Рисунок 2.8 - Розподіли ВЧ поля та орбітального ККД (а) та розклад загального поля на пряму (FW) та зворотну хвилю (BW) в резонаторі при взаємодії із прямою хвилею ($B=7.245$ Тл) та зворотною хвилею ($B=7.335$ Тл), (відповідає залежності рис. 2.2)

Видно, що при $B=7,33$ Тл амплітуда зворотної хвилі зростає в напрямку звуження резонатора, що викликає поглинання енергії ВЧ поля. У другій частині резонатора електрони підсилюють ВЧ поле, але оскільки ВЧ амплітуда низька, потужність взаємодії відносно слабка. Це знижує пусковий струм для взаємодії з ВЧ (рис. 2.2), але в нелінійному режимі призводить до меншої вихідної потужності. У випадку $B=7,238$ Тл «частотний розсинхронізм» є позитивним як для FW, так і для ВЧ, що може посилити обидві хвилі, якщо ВЧ амплітуда є достатньо великою. Тут (рис. 2.8 б) амплітуда прямої хвилі зростає в аксіальному напрямку, що є більш сприятливим для підвищення ККД.

Із зменшенням магнітного поля аксіальний індекс q збільшується при виконанні умови $\frac{\partial \omega_{cyc}}{\partial q} \leq 0$. Беручи до уваги дисперсію хвилевода та лінію електронного потоку:

$$\omega = \sqrt{\omega_{cr}^2 + \left(\frac{\pi qc}{L}\right)^2} \approx \omega_{cr} \left(1 + \frac{\lambda_{cr}^2 q^2}{8L^2}\right),$$

$$\omega = n\omega_{cyc} + \frac{\pi q v_z}{L}, \quad (2.5)$$

можна бачити що виконується нерівність $q \leq \frac{2\beta_z L}{\lambda_{cr}}$ з чого слідує, що збудження прямої хвилі на високих аксіальних модах (FW НОАМ) переважно відбувається в високочастотних гіротронах з високою напругою та довгими резонаторами.

2.3 Моделювання конкуренції мод першої та другої циклотронних гармонік в гіротроні з відбиттям із затримкою

Розглянемо випадок конкуренції між модами першої ЦГ $TE_{2,3}$ та другої ЦГ $SH TE_{-2,6}$ коли $R = -0.8$ для обох мод. Залежності потужності та частоти для випадку як зростаючого так і спадаючого магнітного поля B показано на рис. 2.9 і 2.10. Якщо B зменшується, спочатку збуджується мода першої ЦГ $TE_{2,3}$ тому що циклотронний резонанс для цієї моди має місце при більшому магнітному полі ніж для моди $TE_{-2,6}$. При цьому амплітуда другої ЦГ дуже мала. При менших магнітних полях відбувається двомодова генерація і можлива кооперація мод (амплітуда другої ЦГ більша, коли існує перша ЦГ [265]). Нижче 7,26 Тл відбувається одномодовий режим другої ЦГ, як описано в попередньому підрозділі. Для зростаючого магнітного поля залежності відрізняються від першого випадку, оскільки відбиття викликає не тільки конкуренцію між модами першої та другої ЦГ, але й конкуренцію між НОАМ з різними аксіальними індексами q . Це призводить до більш складного явища гістерезису порівняно з випадком відсутності відбиття. Відзначимо, що збільшення R може призвести до розширення генерації першої ЦГ з прямими НОАМ і пригнічення другої ЦГ. Це свідчить про те що для стійкої генерації на другій ЦГ треба щоб коефіцієнт відбиття на частоті першої був якомога меншим при високому коефіцієнті відбиття на частоті другої ЦГ.

Тому далі розглянуто конкуренцію між модами першої $TE_{2,3}$ і другої ЦГ $TE_{-2,6}$, коли відбивач є прозорим для частоти, що відповідає першій ЦГ (тобто $R_{FH} = 0$ і $R_{SH} = -0,8$) (рис. 2.11 б), наприклад смуговим фільтром, фільтром низької частоти тощо. Порівнюючи рис. 2.9 і 2.11 видно, що використання частотно-селективного відбивача є кращим для збільшення області генерації одномодової другої ЦГ.

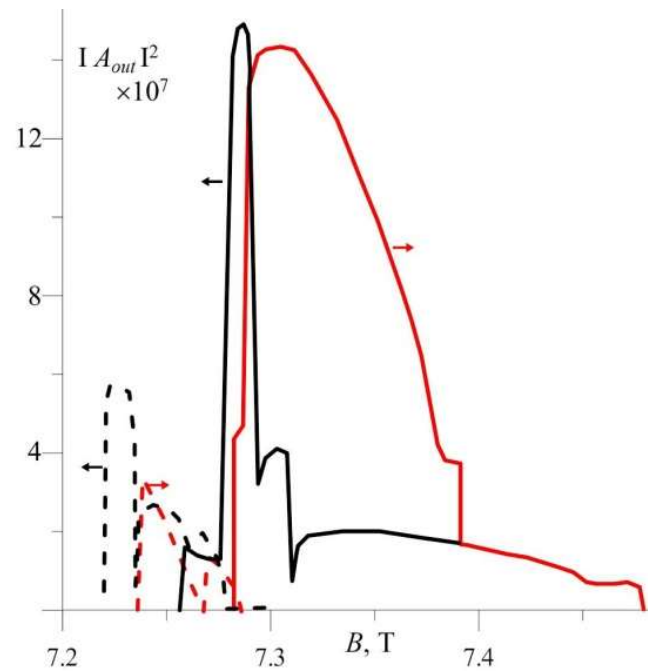
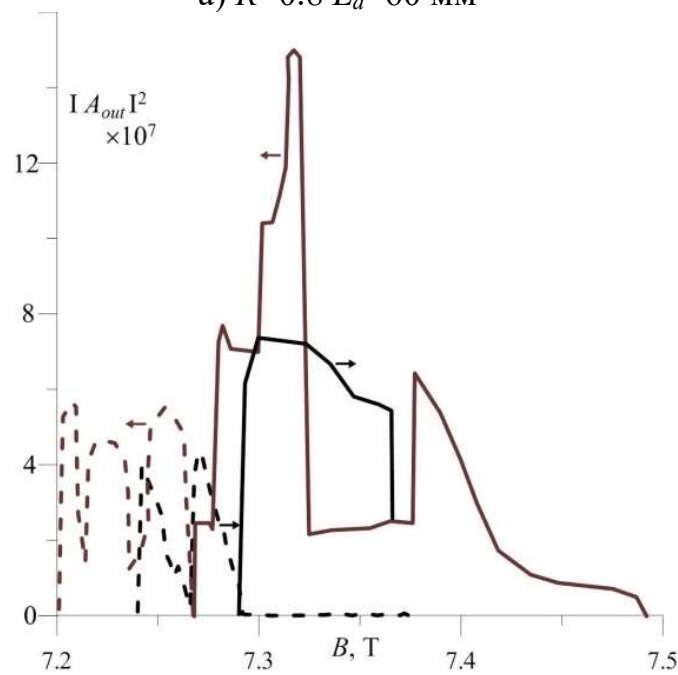
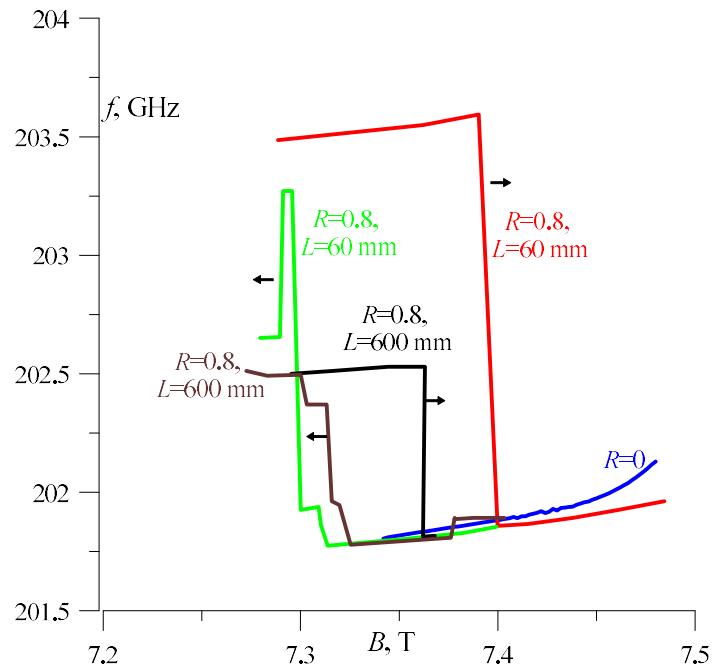
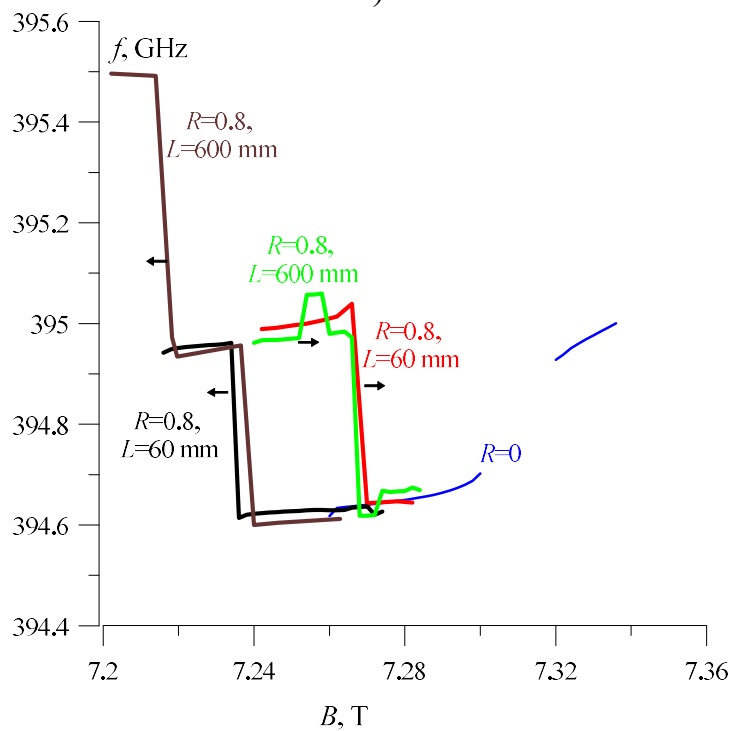
а) $R=0.8$ $L_d=60$ ммб) $R=0.8$ $L_d=600$ мм

Рисунок 2.9 - Залежність потужності від магнітного поля у випадку конкуренції мод першої $TE_{2,3}$ і другої ЦГ $TE_{2,6}$ як для зростаючого, так і для спадаючого магнітного поля. Моді першої і другої ЦГ показано суцільними і пунктирними лініями відповідно



а)



б)

Рисунок 2.10 – Залежність частоти (а) моди $TE_{-2,6}$ і (б) моди $TE_{2,3}$ від магнітного поля. Коефіцієнт відбиття для мод однаковий $R=0.8$

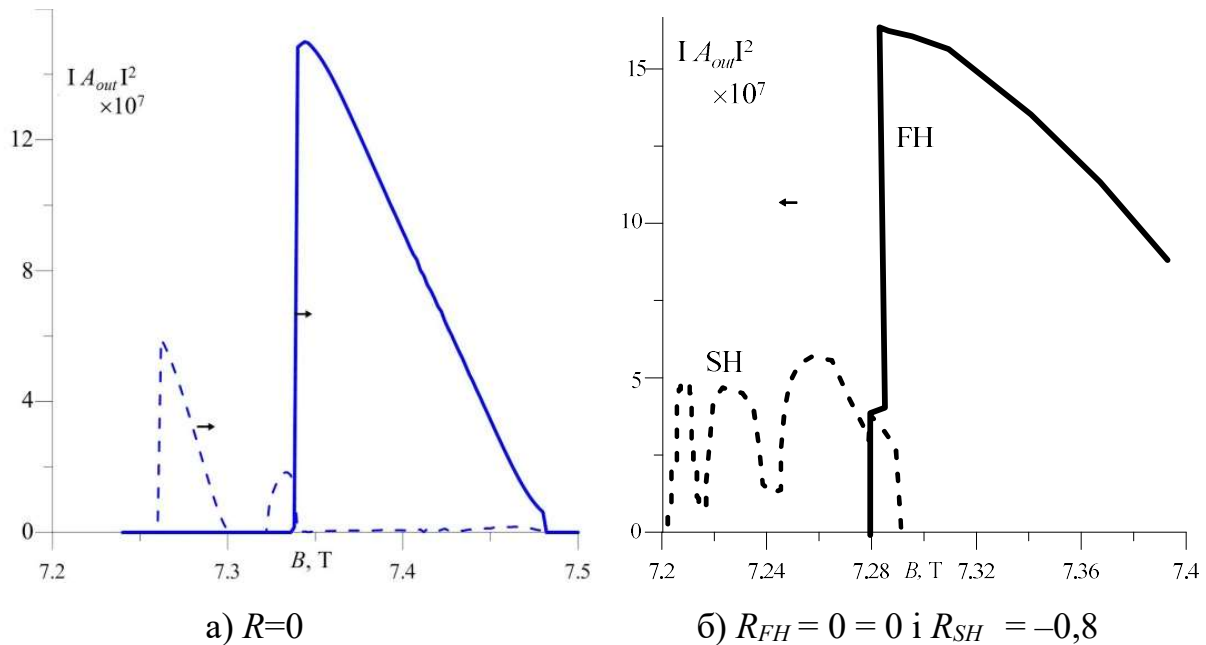


Рисунок 2.11 - Залежність потужності від магнітного поля в разі конкуренції між модами першої $TE_{2,3}$ і другої ЦГ $TE_{-2,6}$ при (а) $R=0$ і (б) $R_{FH} = 0$ і $R_{SH} = 0.8$

2.4 Експериментальні дослідження роботи гіротрона при наявності відбиття з затримкою

В експерименті за вивідним вікном було поставлено металевий диск (переривач) з таким отвором, що коли диск обертася, коефіцієнт відбиття змінювався від практично нуля, до якоїсь певної величини (забезпечуючи близькі, але неоднакові значення коефіцієнтів відбиття $R_{1,2}$ та затримки $\tau_{1,2}$) (рис. 2.12 а). При цьому існує суттєва різниця в роботі гіротрона в різні моменти положення крила переривача відносно виходу хвилеводу. Зауважимо, що вплив переривача надзвичайно сильний, незважаючи на довгу хвилеводну систему з декількома вигинами (і, отже, на омічні та модові втрати) і неідеальні

відбиття через непаралельне розташування, деяку відстань від виходу, шорсткість рефлектора та матеріал із втратами. На рис. 2.12 б представлено приклад виявлених сигналів мод першої $TE_{2,3}$ і другої ЦГ $TE_{-2,6}$ від часу при обертанні диску. Можна бачити дуже велику різницю в сигналі детектора в різні моменти, що не можна пояснити лише інтерференцією між поширеною та відбитою хвилями, особливо у випадку, коли коливання виникають лише при певному положенні крила переривача. На рис. 2.12 в показано результат моделювання перехідних процесів для магнітного поля $B=7,27$ Т при різних коефіцієнтах відбиття R . Можна побачити, що без відбиття можлива лише одномодова генерація другої ЦГ $TE_{-2,6}$. Сильне відбиття призводить до збудження моди першої ЦГ, що призводить до невеликого збільшення вихідної потужності другої ЦГ (кооперативна взаємодія мод [266]). Чисельні результати, показані на рис. 2.9 та рис. 2.12 в, добре якісно узгоджуються з експериментальними результатами, як показано на рис. 2.12 б. Узгодженість між вимірюванням і моделюванням є задовільною, оскільки фактичний коефіцієнт відбиття для двох режимів невідомий. В моделюванні розглядається ситуація, коли передбачається, що вихідний сигнал проходить через відбивач. Таким чином, амплітуда множиться на $\sqrt{1-R^2}$ (див. рівняння (2.4)), і амплітуда другої ЦГ на рис. 2.12 в зменшується за наявності відбиття. В експерименті сигнали першої і другої ЦГ вимірювалися двома детекторами, розташованими на хвилеводних відгалужувачах перед переривником, як показано на рис. 2.12 а, і виявлена потужність другої ЦГ у моментах відбиття ($R = R_{1,2}$) була вищою, ніж коли $R=0$.

Далі було встановлено відбивач відразу за вікном, як показано на рис. 2.13, і виміряно залежність потужності від магнітного поля в імпульсному режимі ($DR=20\%$; частота повторення 10 Гц, $U_{ан}=6$ кВ, $U_c=19$ кВ). Рефлектор являв собою неоднорідний мідний циліндр з отвором діаметром 0,6 мм у центрі,

який служив фільтром високих частот для виявлення сигналу другої ЦГ.

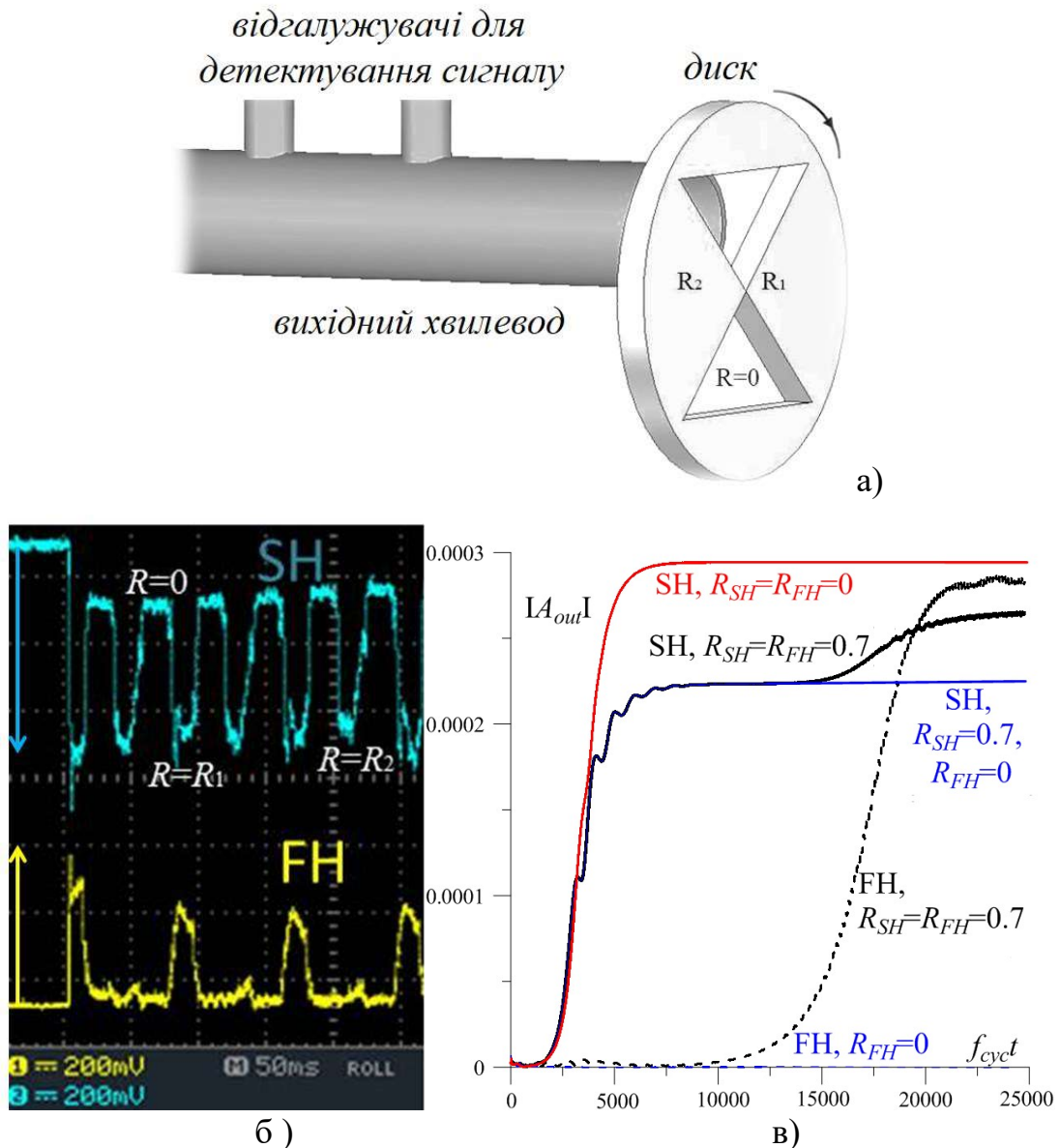


Рисунок 2.12 - Експериментальні дослідження: а) Ескіз експериментального вимірювання; б) детектовані сигнали першої і другої ЦГ з модульованим коефіцієнтом відбиття при $B=7.305$ Тл та $U_{ac}=19$ кВ; в) результати моделювання перехідних процесів у разі конкуренції між модами першої ($TE_{2,3}$) і другої ЦГ ($TE_{-2,6}$)

Слід зазначити, що використання неоднорідного відбивача може призвести до трансформації моди, що зменшує вплив відбивача на добротність. Це може

бути небезпечно, оскільки може призвести до додаткового нагріву катода режимами з низькою частотою відсічки.

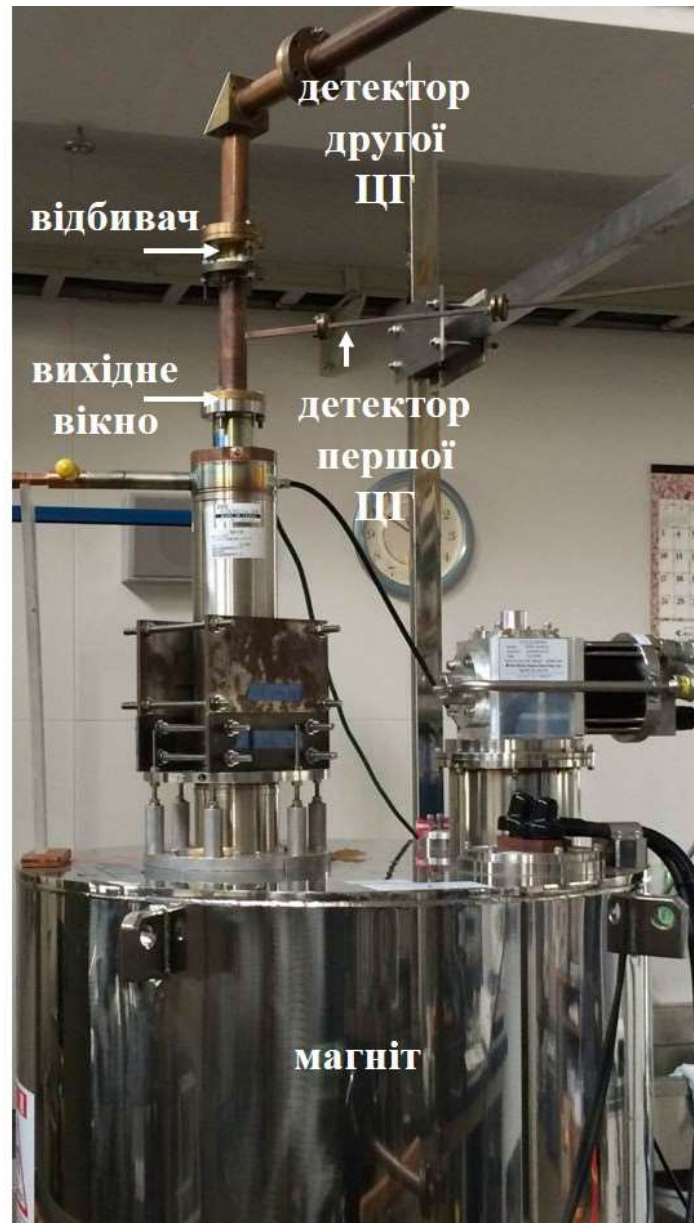


Рисунок 2.13 – Гіротрон з рефлексором, що розташовано відразу за вихідним вікном

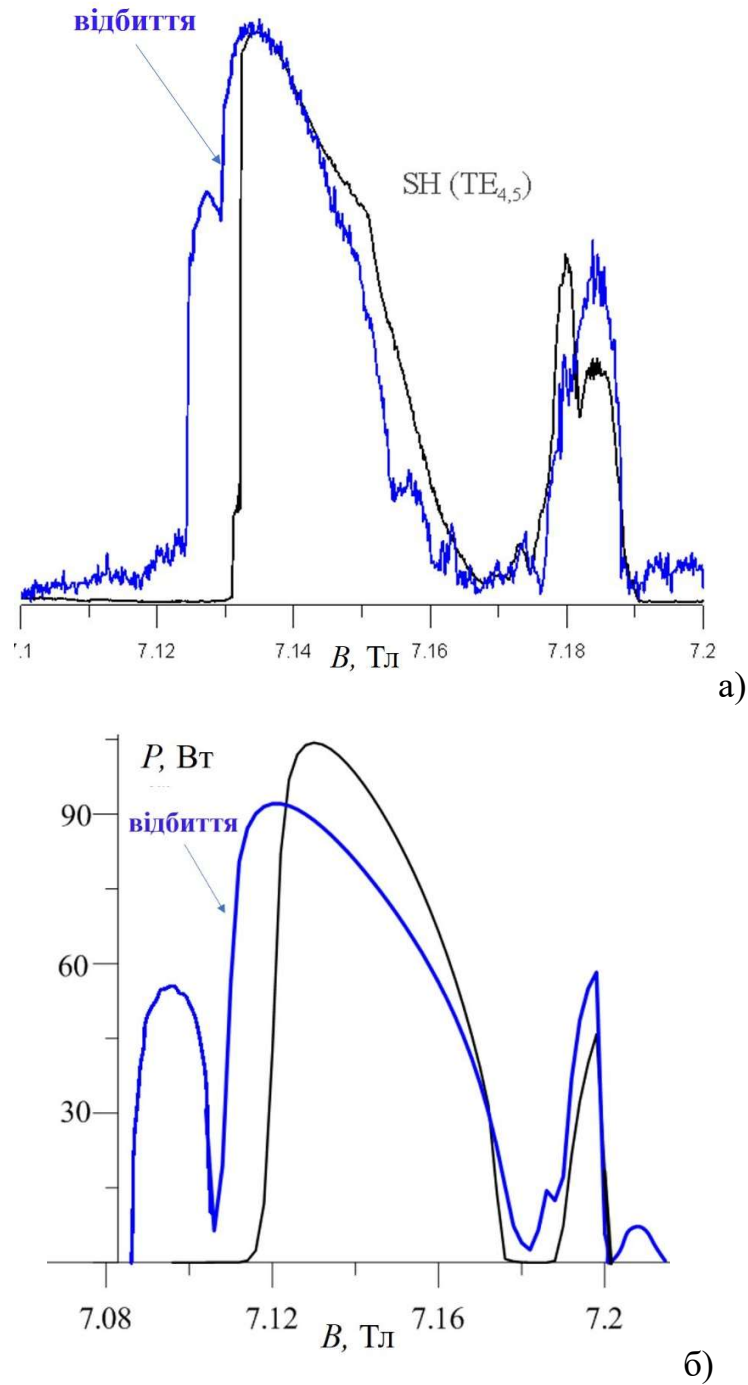


Рисунок 2.14 - Залежності вихідної потужності від магнітного поля моди другої ЦГ $TE_{4,5}$. (а) - експеримент; (б) мода другої ЦГ $TE_{4,5}$ - розрахунок.

Сині лінії відповідають випадку з відбивачем; чорні - без відбивача

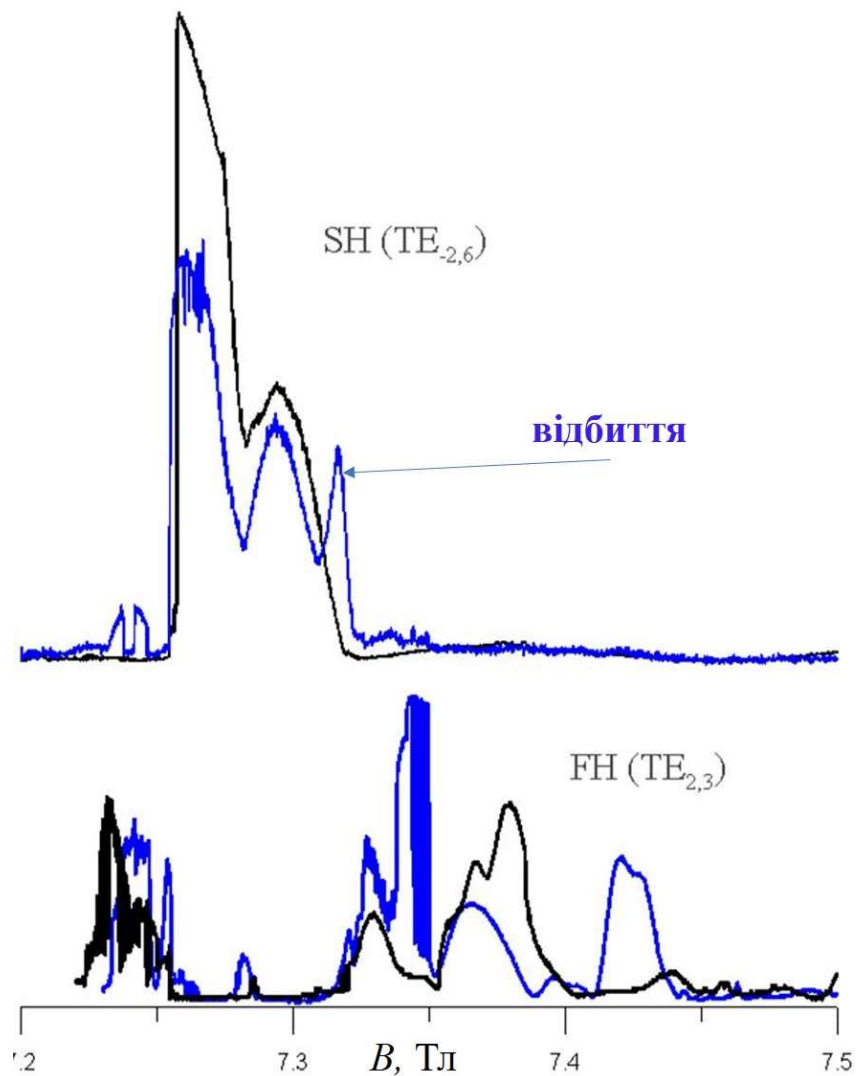


Рисунок 2.15 -Експериментальне спостереження конкуренції між модами першої $TE_{\pm 2,3}$ та другої ЦГ $TE_{-2,6}$. Сині лінії відповідають випадку з відбивачем; чорні лінії відповідають випадку без відбивача

Рис. 2.14 а, б демонструють експериментальні та чисельні результати для коливань моди другої ЦГ $TE_{4,5}$. Мода $TE_{4,5}$ є ізольованою від будь-якої моди першої ЦГ, тому спостерігається задовільна узгодженість між експериментом і моделюванням. На рис. 2.15 представлено експериментальне спостереження конкуренції між модами першої $TE_{+2,3}$ і другої ЦГ $TE_{-2,6}$. Відбиття розширюють

зони генерації як для вищих, так і для нижчих значень магнітного поля для першої і другої ЦГ. Це доводить, що збудження НОАМ відбувається як для взаємодії прямої, так і для зворотної хвилі, як було показано в чисельному моделюванні, рис. 2.2-2.10.

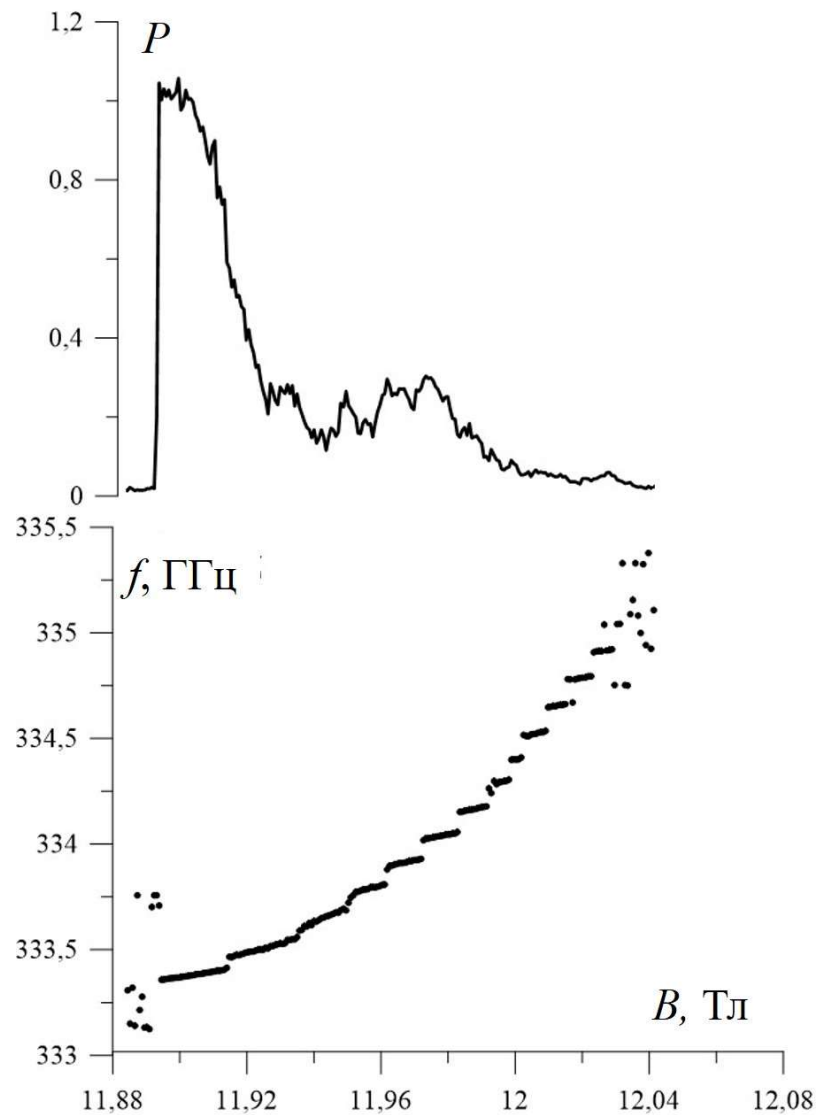


Рисунок 2.16 - Низьковольтне збудження двопучкового гіротрону. Вихідна потужність та частота від магнітного поля при $U_c=4,5$ кВ $U_a=1$ кВ; TE_{5,2}

$$I_b=270 \text{ мА}$$

Ступінчате перестроювання частоти при наявності відбиття показано експериментально на рис. 2.16 для двопучкового гіротрону при одномодовому збудженні моди першої ЦГ в низьковольтному режимі генерації.

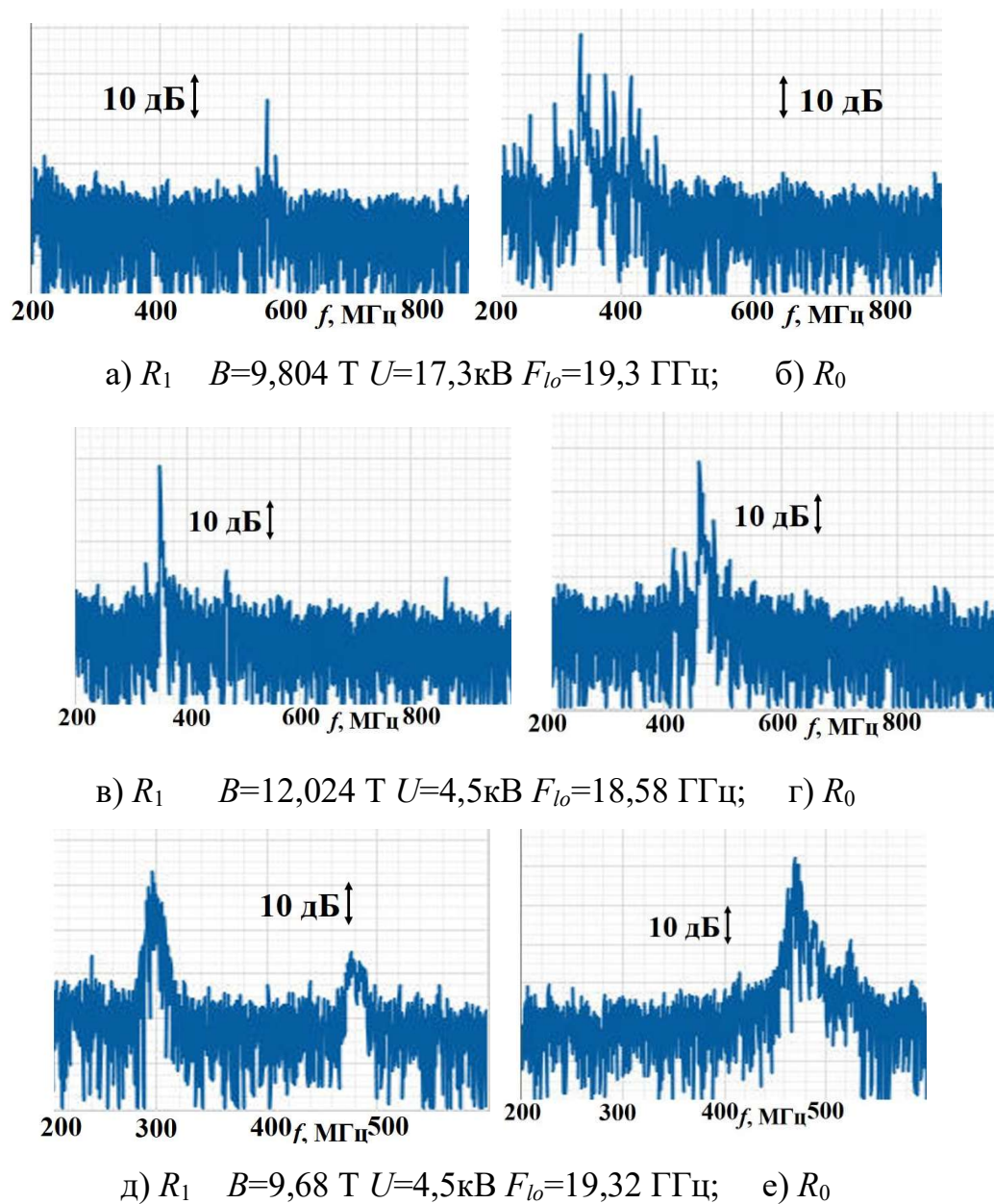


Рисунок 2.17 - Спектри генерації (проміжної частоти) при збудженні моди першої ЦГ $TE_{5,2}$ двопучкового гіротрону при різних параметрах напруги, струму, магнітного поля та коефіцієнта відбиття

Вплив відбиття з різними коефіцієнтами на спектр генерації коливань гіротрону на першій ЦГ показано на рис. 2.17. Можна бачити, що при зміні коефіцієнта відбиття може відбуватися стрибок частоти на сусідню моду довгої лінії ($\Delta f \approx 150$ МГц), а також можлива многочастотна генерація (рис. 2.17 б)

2.5 Висновки к розділу 2

Представлений аналіз показав, що відбиття зменшує пусковий струм, особливо для НОАМ, що призводить до ширшого діапазону перестроювання частоти порівняно з випадком відсутності відбиття. Регулювання або модуляція частоти може бути досягнута шляхом зміни прискорювальної напруги, магнітного поля, положення відбивача, тощо. Навіть одномодова генерація гіротрона демонструє набагато складніший (щодо випадку без відбиття) гістерезис при зміні магнітного поля, положення відбивача тощо. У разі жорсткого збудження генерація може бути придушена навіть невеликим зміщенням рефлектора, що може бути шкідливим та має бути враховано під час опромінення навантаження, параметри на положення якого може змінюватись.

Відбиття зменшує вихідну потужність для основної аксіальної моди при не резонансному положенні відбивача за рахунок збільшення дифракційної добротності; відбиття дозволяють збуджувати НОАМ при нижчому магнітному полі, коли електронний потік переважно взаємодіє з прямою хвилею. У цьому випадку вихідна потужність збільшується порівняно зі звичайним випадком збудження НОАМ при взаємодії зі зворотною хвилею.

Чисельне моделювання показує, що керування коефіцієнтом відбиття та

часом затримки може змінити поведінку гіротрона у разі конкуренції між модами першої та другої ЦГ (пригнічення моди другої ЦГ за рахунок збудження моди першої ЦГ і навпаки, взаємодія мод тощо). Аналіз показує, що при малому куті дифракційного виводу ефект відбиття стає більш сильним.

РОЗДІЛ 3

ПОЗАРЕЗОНАТОРНА ВЗАЄМОДІЯ В ТГЦ ГІРОТРОНІ ПРИ ЗБУДЖЕННІ МОД 3 ВИЩИМИ РАДІАЛЬНИМИ ІНДЕКСАМИ В ВИХІДНОМУ КОНУСІ

3.1 Вступ

Концепція двопучкового гіротрона в двох його різновидах, а саме з двома генеруючими або з одним генеруючим і одним поглинаючим електронними пучками, було запропоновано і успішно продемонстровано кілька десятиліть тому [222]. З тих пір, незважаючи на свою складність (порівняно зі звичайною однопучковою лампою), вона вважається дуже багатообіцяючою альтернативою, яка здатна вирішити деякі серйозні проблеми, зокрема конкуренцію мод (особливо між основною та другою гармоніками) в ТГц діапазоні, що ускладнює реалізацію стабільної одномодової генерації. У двопучковому гіротроні, підвищена селективність мод, досягається шляхом правильного вибору радіусів інжекції в резонатор двох пучків по відношенню до положень максимумів і мінімумів електромагнітного поля (що визначається коефіцієнтом зв'язку пучок-хвиля та значно зменшує пусковий струм другої ЦГ, рис. 3.1). В останніх теоретичних і чисельних дослідженнях [267] було продемонстровано, що концепція двопучкового гіротрона є особливо корисною для підвищення стабільності генерації високої циклотронної гармоніки та дозволяє збільшити робочий струм для підвищення вихідної потужності моди другої ЦГ в одномодовому режимі. Проведені раніше чисельні дослідження передбачають, що в

звичайному (однопучковому) гіротроні в аналогічній ситуації (тобто ті самі моди в розглянутому діапазоні частот), збільшення струму пучка призведе до придушення мод другої гармоніки за рахунок мод першої ЦГ. Так, експериментальне дослідження [268], та дослідження що представлено в даному розділі, свідчать про те, що для деяких мод другої ЦГ цей підхід електронної селекції виявився ефективним, що дозволило стабільну одномодову генерацію в гіротроні при перевищенні робочого струму над стартовим в декілька разів. Разом із цим для деяких мод (у тому числі для моди $TE_{8,5}$ на частоті 0.78 ТГц, що було ціллю розробки даного гіротрона для 1.2 ТГц ДПЯ-ЯМР) не вдалося придушити конкуренцію з боку моди першої ЦГ, що вкрай погіршило параметри генерації на другій ЦГ в районі 0.78 ТГц. Ця конкуренція спостерігалась разом із непередбачуваним різким збільшенням вихідної потужності моди першої ЦГ $TE_{1,4}$ для деяких значень магнітного поля, що відповідають збудженню аксіальних мод високого порядку (НОАМ). Цей ефект можна пояснити поза-резонаторною взаємодією відпрацьованого, але згрупованого електронного пучка з сусідньою поперечною (радіальною) модою, яка має такий же азимутальний, але наступний (тобто більший на одиницю) радіальний індекс по відношенню до робочої моди. Розрахунки показують, що за певних умов циклотронний синхронізм між електронним пучком і наступною радіальною модою виникає в розширеній області вихідного конуса, а згусток відпрацьованого електронного пучка відповідає за збудження цієї моди. Вплив деяких додаткових факторів, таких як відбиття обох мод від вихідного вікна, розкид швидкості електронів і профіль магнітного поля, досліджувався чисельно. Показано, що відбиття, трансформація режиму та розкид швидкості можуть посилити ефект різкого збільшення потужності та зменшити пусковий струм НОАМ моди першої ЦГ. Виявлена поза-резонаторна взаємодія може бути або корисною для збільшення

потужності при роботі частотно-перестроюваного гіротрона га НОАМ, або шкідливою для роботи з високими циклотронними гармоніками через розширення зони збудження моди першої ЦГ.

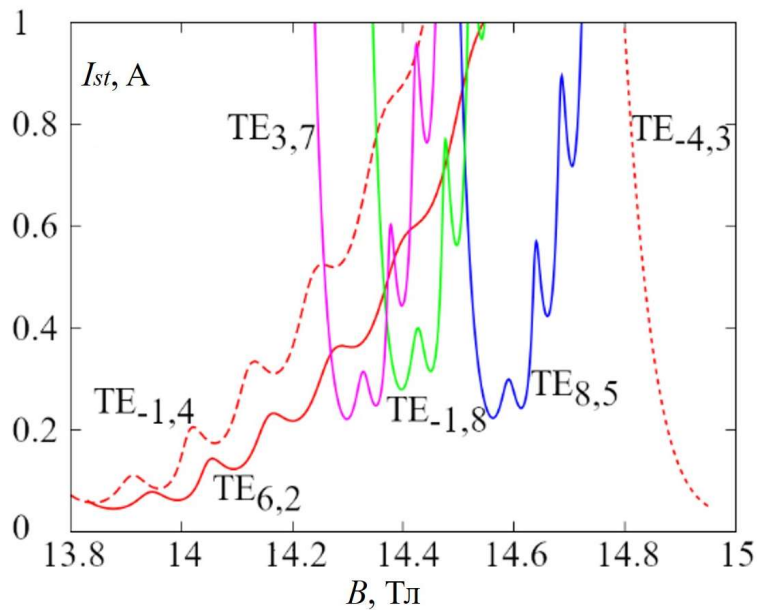


Рисунок 3.1 - Розраховані пускові струми від магнітного поля для мод другої ЦГ $TE_{3,7}$, $TE_{1,8}$ і $TE_{8,5}$, та паразитних мод першої ЦГ $TE_{1,4}$ і $TE_{6,2}$ при прискорювальній напрузі $U_c = 20$ кВ [267]

3.2 Експериментальні результати збудження ТГц гіротрона з подвійним потоком

3.2.1 збудження коливань на другій ЦГ при зростанні робочого струму

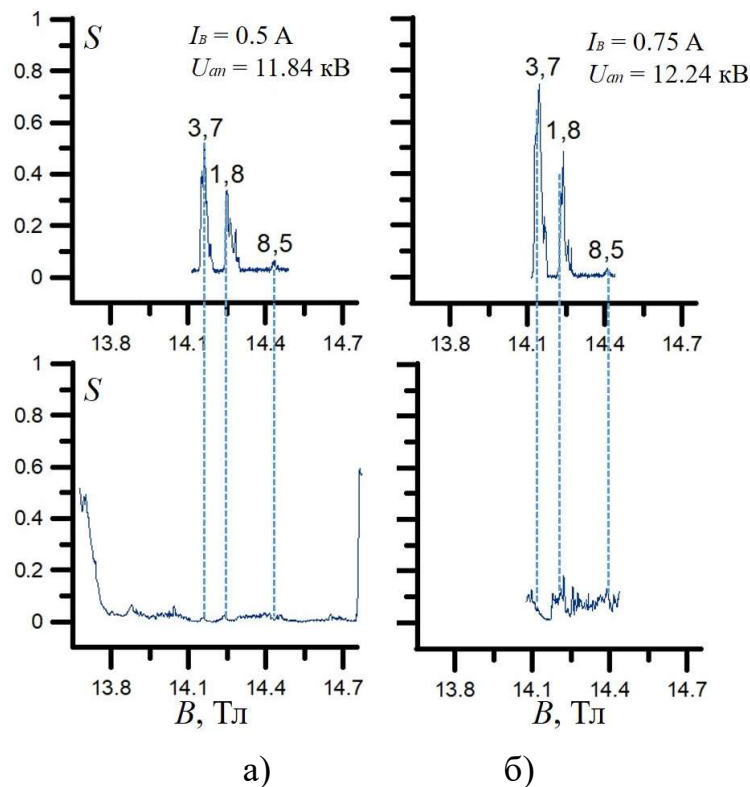
Електронно-оптична система гіротрона є тріодною магнетронно-

інжекційною гарматою (МІГ), яку доповнено гарматними котушками для точного налаштування параметрів електронного пучка та оптимізованою для роботи в режимі $TE_{8,5}$ на другій гармоніці циклотронної частоти на частоті 780 ГГц. Гармата генерує два пучкі з радіусами інжекції 0,458 мм і 0,717 мм відповідно. За результатами траєкторного аналізу [269] (для ідеально зібраної та відцентрованої лампи) ці значення повинні бути досягнуті за наступних параметрів: катодна (прискорювальна) напруга $U_C = -20$ кВ, анодна напруга $U_A = -8,2$ кВ, загальний струм пучка $I_B = 1$ А (розподілений у співвідношенні 1:2 між внутрішнім і зовнішнім пучком). Регулярна ділянка резонатора гіротрона має радіус $R = 1,5$ мм і довжину $L_{cav} = 12$ мм. Далі йде ділянка з довгим вихідним конусом із кутом розкриву $\alpha = 1^\circ$. Гіротрон має прямий (аксіальний) вивід випромінювання через вакуумне вікно діаметром 30 мм. Товщина вікна оптимізована для забезпечення повного проходження моди $TE_{8,5}$ на частоті 780 ГГц. Лампа є розбірною і працює при безперервній відкачці в надпровідному магніті 15 Тл. Гіротрон був розроблений для роботи в постійному режимі, однак для надійної роботи при значеннях струму до 2 А, більшість експериментів проводилися в імпульсному режимі з тривалістю імпульсу в діапазоні 20 мікросек - 1 мс і коефіцієнтом заповнення 0,1-1%. Через немінучі механічні недосконалості виготовлення та юстування лампи, не тільки інші моди (для яких параметри пучка не оптимізовані), але й робоча (проектна) мода $TE_{8,5}$ вимагає коригування параметрів пучка, в тому числі шляхом зміни струму додаткових котушок гармати.

Як уже зазначалося вище, у поточних експериментах струм пучка був значно збільшений (порівняно з тим, що використовувався в початкових експериментах [268]). Це стало можливим завдяки модифікованому джерелу живлення високої напруги, який включає конденсаторний блок і швидкий перемикач. Він може забезпечити струм пучка до 2 А в імпульсах тривалістю

100 мкс і коефіцієнтом заповнення 0,1%.

Сигнали від піроелектричного детектора (які пропорційні вихідній потужності) бажаної моди $TE_{8,5}$ і двох попередніх мод другої гармоніки нижчої частоти, а саме $TE_{3,7}$ і $TE_{1,8}$, отримано розгорткою магнітного поля при різних струмах пучка (діапазоні від 0,5 А до 1,1 А) і анодної напруги U_a , що налаштовано на оптимальні значення для кожного струму, показані на рис. 3.2 при використанні високочастотного фільтра з частотою відсічки 0,586 ТГц, яка відфільтровує сигнали першої гармоніки та низькочастотний шум. Слід зазначити, що пропорційність між сигналом від детектора після фільтра верхніх частот і вихідною потужністю залежить від моди і, як правило, відрізняється для різних частот. Тому співвідношення інтенсивностей піків різних мод на рис. 3.2 не відповідає реальному співвідношенню вихідних потужностей.



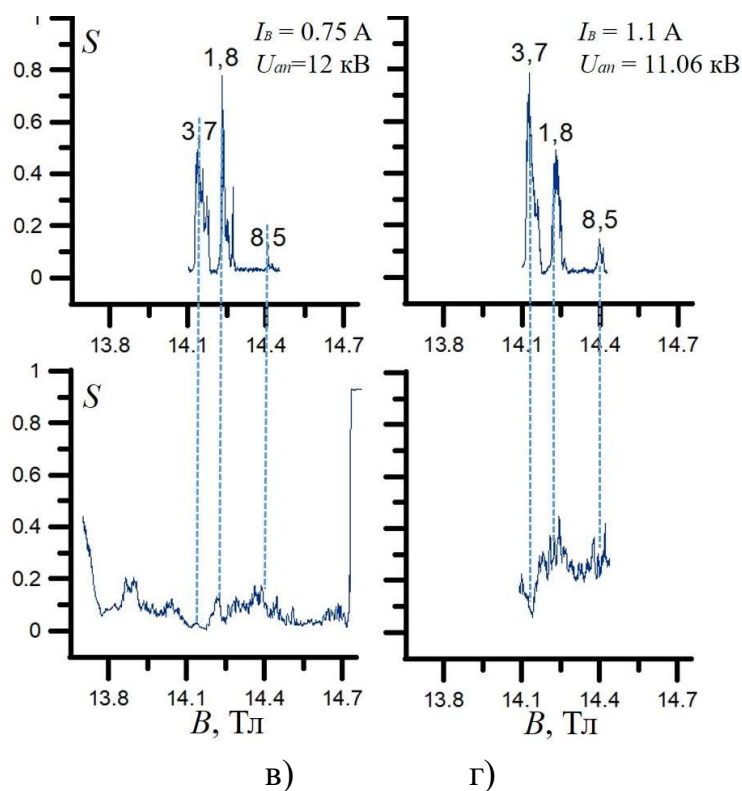


Рисунок 3.2 - Сигнали піроелектричних детекторів, що отримано при зміні магнітного поля без (нижні криві) і з фільтром верхніх частот (верхні криві). Піки відповідають послідовності генерації другої гармоніки мод $TE_{3,7}$, $TE_{1,8}$, та $TE_{8,5}$ при наступних значеннях струму електронного потоку I_B та анодної напруги U_{an} : а) $I_B = 0.5$ А, $U_{an} = -11.84$ кВ; б) $I_B = 0.75$ А, $U_{an} = -12.24$ кВ; в) $I_B = 0.75$ А, $U_{an} = -12.0$ кВ; г) $I_B = 1.1$ А, $U_{an} = -11.06$ кВ

На рис. 3.3 наведено сигнали тих самих режимів при кількох струмах котушок гармати та струмі пучка $I_B=1,6$ А. Як видно, інтенсивність сигналу моди $TE_{8,5}$ була значно збільшена шляхом збільшення струму електронного потоку та використання відповідних (експериментально визначених) значень струму котушок гармати ($I_g=130\div 180$ А), що забезпечує невелике, але відповідне збільшення радіусів двох потоків, регулюючи таким чином їх положення щодо реальних (на відміну від змодельованої ідеальної системи без

будь-якого зміщення) максимумів електромагнітного поля.

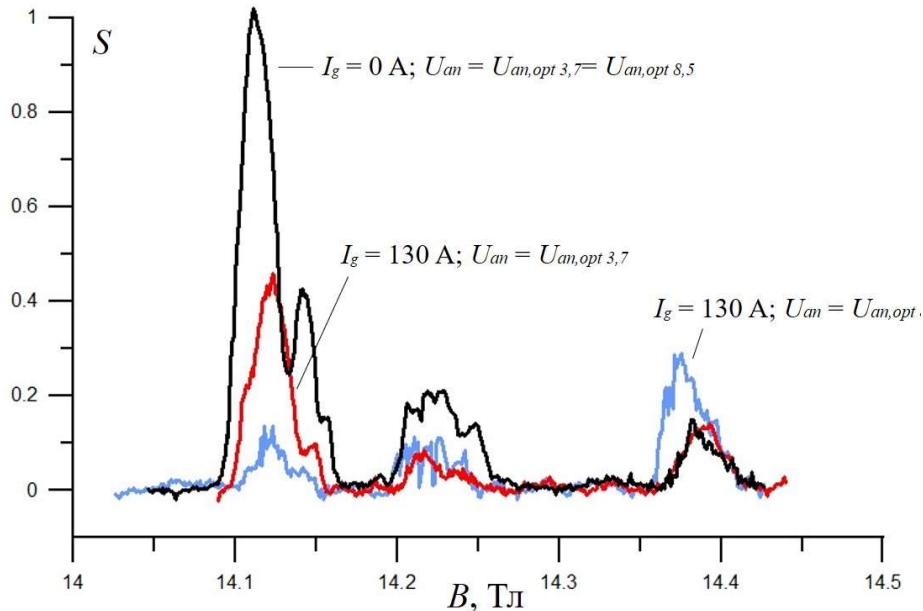


Рисунок 3.3 - Сигнали піроелектричного детектора без гарматних котушок (чорна лінія) і при струмі гарматної котушки $I_g = 130$ А та двох анодних напруг, які є оптимальними або для моди $TE_{3,7}$ (червона лінія), або для моди $TE_{8,5}$ (синя лінія)

Зареєстровані діаграми інтерферометра Фабрі-Перо для моди $TE_{8,5}$ показані на рис. 3.4, а для мод $TE_{3,7}$ і $TE_{1,8}$ на рис. 3.5 і 3.6 відповідно. Вони використовувалися для початкового вимірювання вихідної частоти кожної моди. Їхній аналіз також проливає світло на залежність генерації цих мод від робочих параметрів (включаючи струм котушок гармати). Наприклад, на рис. 3.4 в, залежність вказує на роботу в одномодовому режимі, тоді як залежності на рис. 3.4 а і рис. 3.4 б передбачають наявність компонентів сигналу першої ЦГ. Найбільш чіткі картини мод $TE_{3,7}$ та $TE_{1,8}$ (див. рис. 3.5в) та рис. 3.6 в зареєстровані при струмах пучка $I_B = 1,6$ А та $I_B = 1,1$ А відповідно (в обох випадках при нульовому струмі котушки гармати).

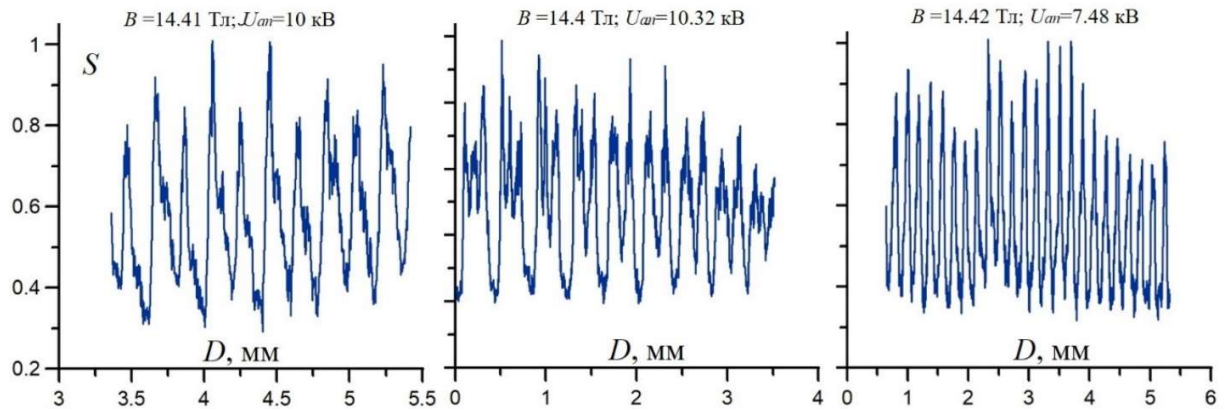


Рисунок 3.4 - Діаграми інтерферометра Фабрі-Перо для генерації моди $TE_{8,5}$:

а) $I_B = 1.5$ А, $I_g = 0$; б) $I_B = 1.1$ А, $I_g = 0$; в) $I_B = 1.0$ А, $I_g = 185$ А

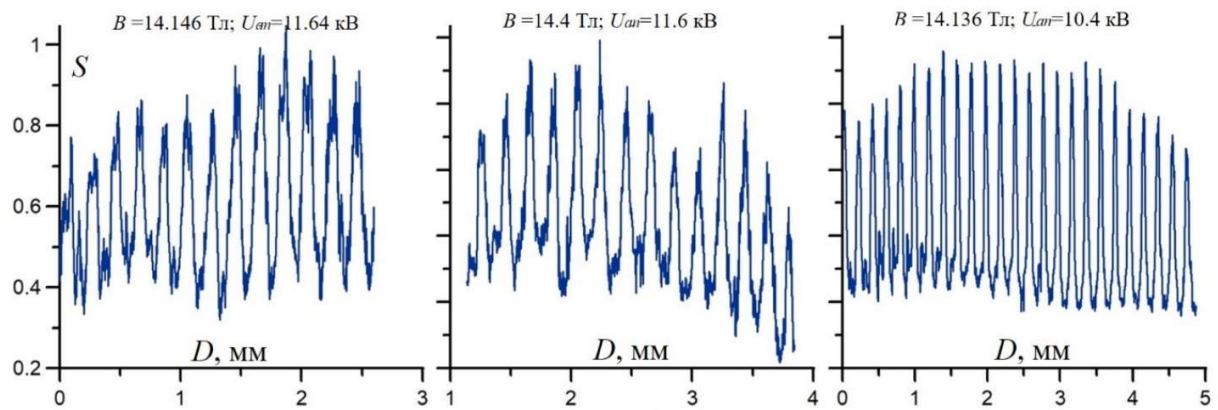


Рисунок 3.5 - Діаграми інтерферометра Фабрі-Перо для генерації моди $TE_{3,7}$:

а) $I_B = 0.95$ А, $I_g = 0$; б) $I_B = 1.1$ А, $I_g = 0$; в) $I_B = 1.6$, $I_g = 0$

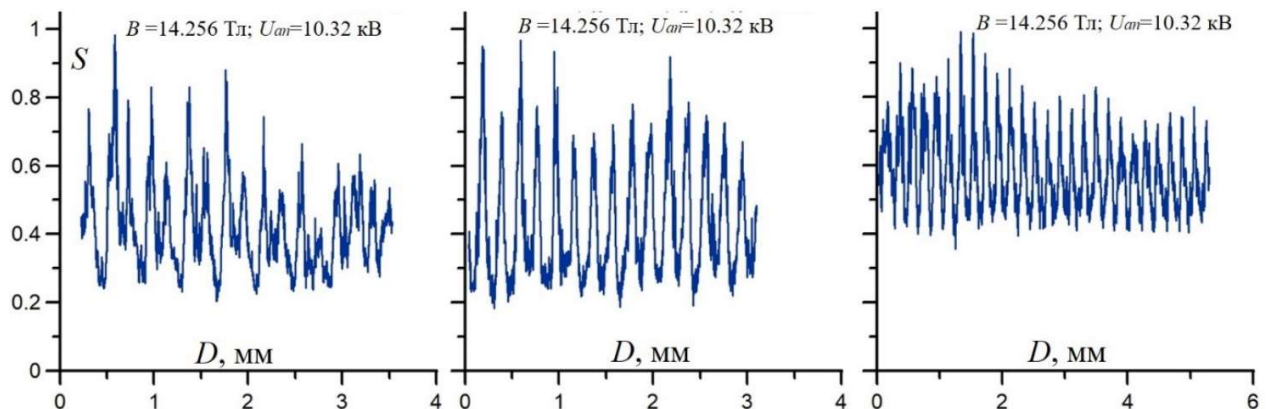


Рисунок 3.6 - Діаграми інтерферометра Фабрі-Перо для генерації моди $TE_{1,8}$:

а) $I_B = 1.4$ А, $I_g = 0$; б) $I_B = 1.1$ А, $I_g = 0$; в) $I_B = 1.1$, $I_g = 0$

Вихідна частота була виміряна гетеродинною системою, яка включає гетеродин, гармонічний змішувач і аналізатор спектру. Значення, отримані в цих експериментах, близькі до виміряних інтерферометром Фабрі-Перо і складають 765,3 ГГц ($TE_{3,7}$), 768,52 ГГц ($TE_{1,8}$) і 778,49 ГГц ($TE_{8,5}$) відповідно. Спектри спостережуваних коливань мод $TE_{3,7}$, $TE_{1,8}$ і $TE_{8,5}$ представлені на рис. 3.7, 3.8 і 3.9. Вони зареєстровані при струмі пучка 0,7 А та анодних напругах, що зазначено на підписах до рисунків. Представлені криві перетворення Фур'є (ШПФ) були отримані з використанням центральної частоти 500 МГц і діапазону 300 МГц (1 поділка дорівнює 30 МГц). Вертикальна вісь – логарифмічна (1 поділка дорівнює 5 дБм). Внаслідок високовольтного розряду конденсатора під час імпульсу тривалістю 20 мкс ширина лінії спектра розширюється і залежить від умов стробування.

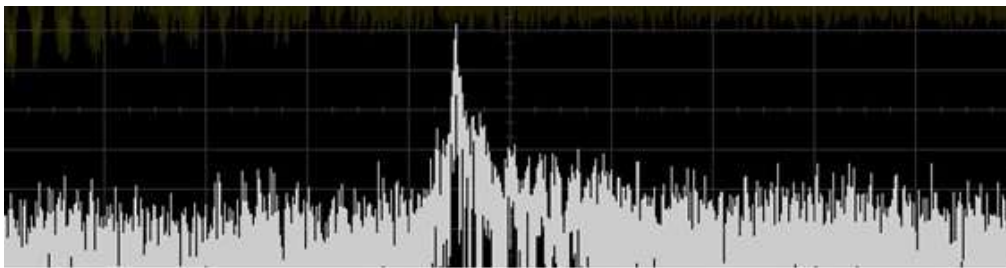


Рисунок 3.7 - Спектр генерації моди $TE_{3,7}$ на частоті $f=765.3$ ГГц при $B=14.136$ Тл, $U_{an}=12.3$ кВ (поділка дорівнює 100 МГц)

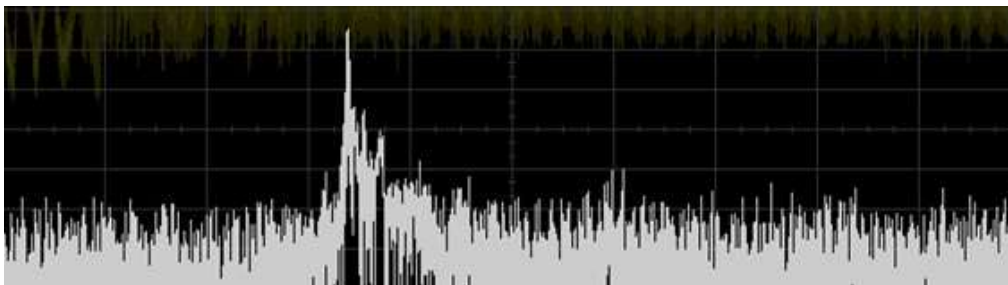


Рисунок 3.8 - Спектр генерації моди $TE_{1,8}$ на частоті $f=768.52$ ГГц при $B=14.215$ Тл, $U_{an}=12.5$ кВ (поділка 100 МГц)

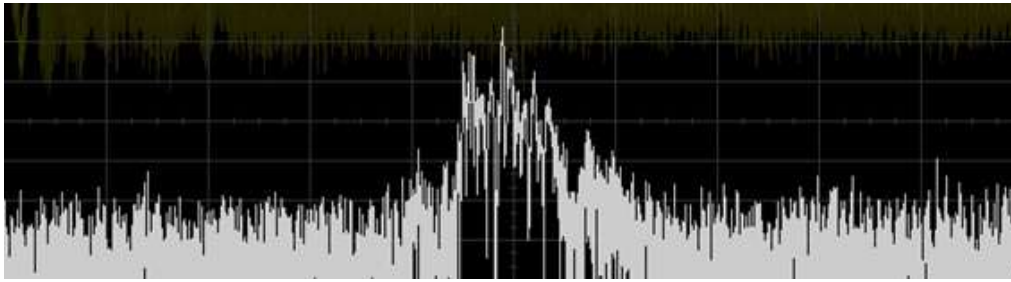


Рисунок 3.9 - Спектр генерації моди $TE_{8,5}$ на частоті $f=778.49$ ГГц при $B=14.4$ Тл, $U_{an}=11.9$ кВ (поділлка 100 МГц)

Потужність кількох мод першої і другої гармоніки виміряна вимірювачем потужності та енергії (Scientech 373 Model, Scientech Inc., Boulder Corp., USA). Результати наведено в Таблиці 3.1 разом із параметрами пучка та оптимальним значенням магнітного поля для збудження відповідних мод.

Таблиця 3.1. Результати вимірювань потужності та відповідні робочі параметри

Робоча мода	Номер гармоніки	I_B , А	U_C , кВ	B_{opt} , Т	$U_{A,opt}$, кВ	I_g , А	P , Вт
$TE_{3,7}$	2	1.1	22	14.135	12.0	0	42
$TE_{1,8}$	2	1.1	22	14.24	11.94	0	34
$TE_{8,5}$	2	1.1	22	14.409	11.94	0	18
$TE_{8,5}$	2	1.1	22	14.40	8.5	120	27
$TE_{1,4}$	1	1.1	22	13.59	12.48	0	720
$TE_{4,3}$	1	1.1	22	14.762	12.0	0	510

Важливо підкреслити, що ці значення були виміряні (з використанням існуючої експериментальної установки) на кінці гладкостінного хвилеводу довжиною 3,5 м із внутрішнім діаметром 28 мм. Треба враховувати те, що через

значні втрати на загасання в такому довгому тракті з декількома вигинами, потужність, що передається на піроелектричний детектор, є набагато меншою за вихідну потужність відразу після вакуумного вікна. Наприклад, оцінка для моди $TE_{8,5}$ (глибина скін-шару 0,07 мкм) дає для співвідношення переданої та вхідної потужності для 3,5-метрового хвилеводу менше 25%.

3.2.2 Збудження коливань першої ЦГ на високих аксіальних модах

Так як було зазначено вище, моделювання передбачає одномодову генерацію $TE_{8,5}$ другої ЦГ в діапазоні магнітного поля від 14,4 до 14,55 Тл при струмі потоку 1 А, тоді як збудження конкуруючої моди $TE_{1,4,q}$ з аксіальними індексами $q > 1$, тобто аксіальних мод високого порядку (НОАМ), передбачено для меншого магнітного поля $B < 14,2$ Тл [267]. В експериментах мода $TE_{8,5}$ збуджувалася в прогнозованій області напруженості магнітного поля $B \approx 14,4$ Тл, тоді як мода найближчої першої ЦГ $TE_{1,4}$ збуджувалась з високою амплітудою при $B \approx 13,6 - 14$ Тл, де збудження моди $TE_{1,4}$ спостерігається в трьох перших аксіальних модах зі значною потужністю, що слідує за областю магнітного поля без помітної потужності в цьому режимі при $B > 14,1$ Тл, і таким чином забезпечується чисте збудження мод другої ЦГ $TE_{3,7}$ і $TE_{1,8}$ при магнітних полях в діапазоні $B \approx 14,1$ Т – 14,28 Тл.

Але несподівано при $B \approx 14,3 - 14,45$ Т з'явилася генерація першої ЦГ з відносно високою потужністю (рисунок 3.3, 3.10), що перешкоджає збудженню чистої моди другої ЦГ $TE_{8,5}$ із-за конкуренції між модою першої ЦГ з високими аксіальними індексами $TE_{1,4,q}$ і модою другої ЦГ $TE_{8,5}$, яка для більшості робочих параметрів призводить до двомодового коливання з

відносно низькою потужністю випромінювання моди $TE_{8,5}$, незважаючи на одномодову генерацію мод другої ЦГ $TE_{3,7}$ і $TE_{1,8}$ при нижчому магнітному полі.

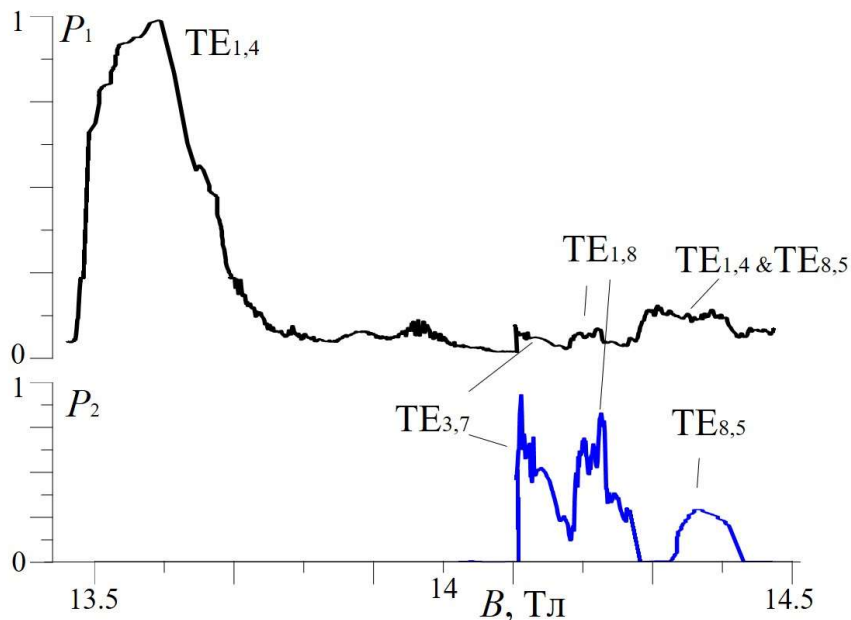


Рисунок. 3.10 - Експериментально виміряна залежність вихідної потужності від напруженості магнітного поля для мод першої ЦГ $TE_{1,4}$ і другої ЦГ $TE_{3,7}$, $TE_{1,8}$, $TE_{8,5}$. $U_{ac}=20$ кВ, $I_B=0,4$ А. Чорна крива показує сигнал, який включає моди першої і другої ЦГ. Синя крива вказує на сигнал, виявлений після фільтра високих частот ($f_{cutoff} > 520$ ГГц), що містить лише генерацію другої ЦГ

Одномодове коливання $TE_{8,5}$ з помірною вихідною потужністю спостерігалось лише для вузького діапазону таких параметрів, як анодна напруга та струм котушок гармати.

Для аналізу такої неочікуваної поведінки моди $TE_{1,4}$ першої ЦГ, було проведено дослідження поведінки інших мод першої ЦГ з метою виявлення загальної закономірності. Залежності потужності та частоти від магнітного

поля наведено на рис. 3.11 і 3.12 для мод першої ЦГ $TE_{1,2}$, $TE_{1,3}$, $TE_{5,2}$.

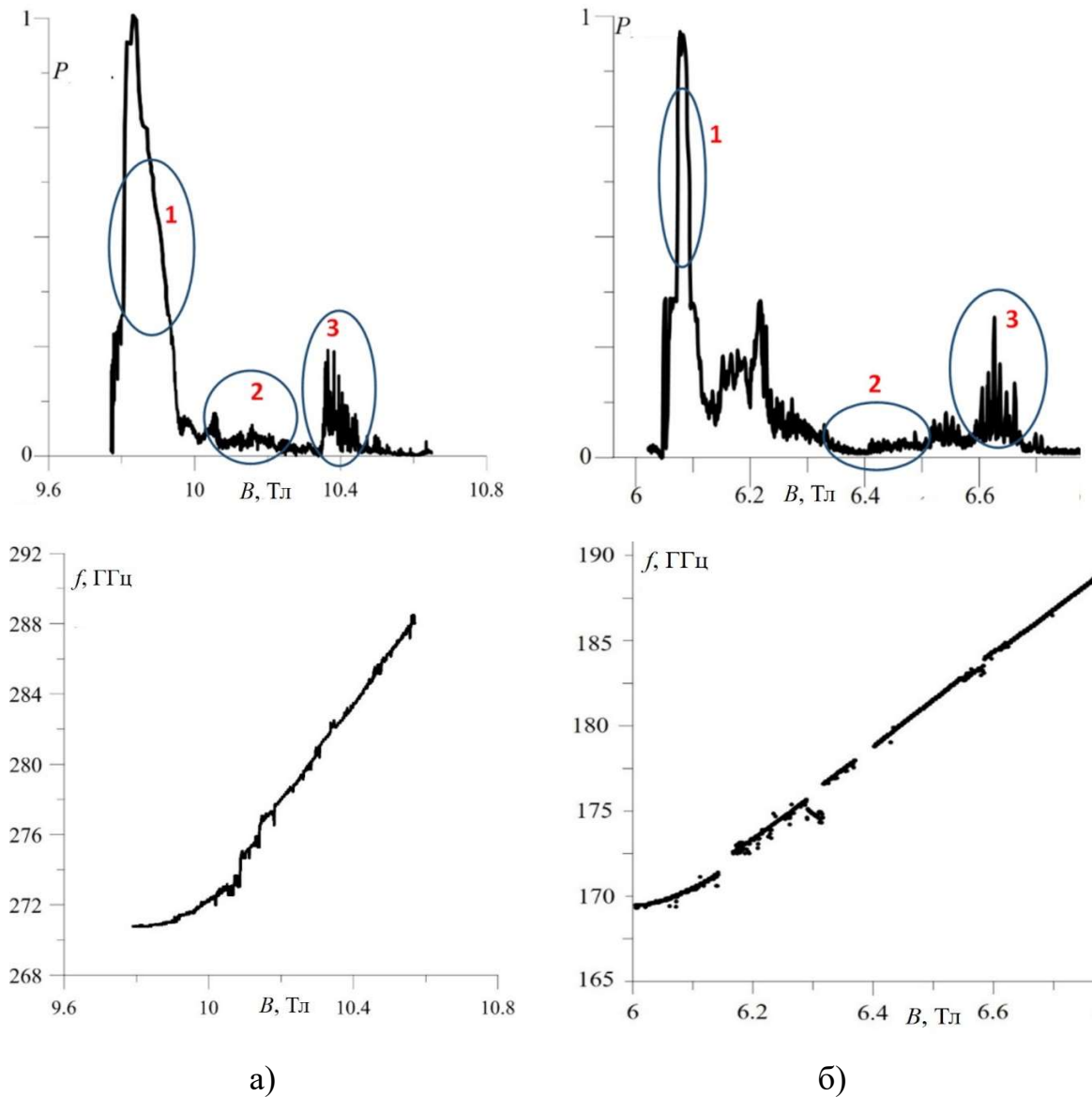


Рисунок 3.11 - Вихідна потужність та частота від магнітного поля для (а) $TE_{1,3}$, $U_c=17$ кВ, $U_a=7$ кВ, $I_B=0.4$ А; (б) $TE_{1,2}$. $U_c=10$ кВ, $U_a=6.9$ кВ, $I_B=0.38$ А. “1” позначає область потужної генерації першої аксіальної мод на декількох наступних аксіальних індексах, “2” позначає область генерації з малою вихідною потужністю високих аксіальних мод, та “3” позначає режим, непередбачуваної потужної генерації високих аксіальних мод

Подібна ситуація, що спостерігалась для моди $TE_{1,4}$ на рис. 3.10, можна спостерігати і для мод $TE_{1,2}$, $TE_{1,3}$, $TE_{5,2}$ на рис. 3.11 і 3.12 (де «3» позначено режим потужних коливань на аксіальних модах високого порядку). Крім того, для цих мод описаний ефект різкого збільшення потужності більш очевидний, оскільки йому не перешкоджає конкуренція мод.

Рисунки 3.12 та 3.13 демонструють, що цей ефект має місце для різних прискорювальних напруг (для моди $TE_{5,2}$ залежності показані для 10 кВ і 20 кВ на рис. 3.12 та 3.6 кВ і 4.5 кВ на рис. 3.13). Для кожної моди першої ЦГ на рис. 3.11-3.13 є зона ефективної генерації на кількох нижніх аксіальних модах, $TE_{m,n,q}$, $q \leq 3$ при значеннях магнітного поля $B < 1,02 B_1$. При сильніших магнітних полях $B < 1,03-1,04 B_1$ спостерігаються коливання НОАМ з незначною потужністю.

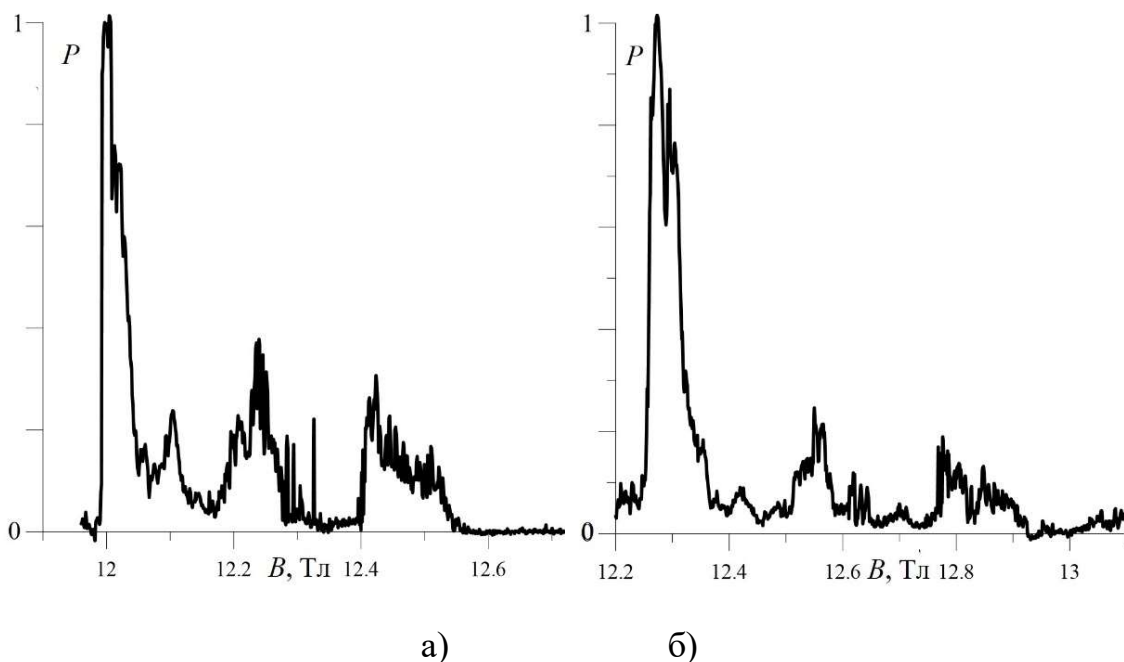


Рисунок 3.12 - Вихідна потужність та частота від магнітного поля для моди $TE_{5,2}$. а) $U=4.5$ кВ, б) $U=10$ кВ

Але подальше збільшення магнітного поля призводить до різкого збільшення вихідної потужності, яке відбувається протягом деякого інтервалу B . Типовий рівень потужності в цих зонах може досягати 10-20% потужності на основній аксіальній моді. Наприклад, максимальна потужність для $TE_{1,3}$ на рис. 3.11 становить приблизно 400 Вт при $B = 9,86$ Тл, і приблизно 50 Вт при $B = 10,38$ Тл. Поряд із цим непередбачуваним збільшенням потужності в цих зонах можна побачити дві інші особливості роботи.

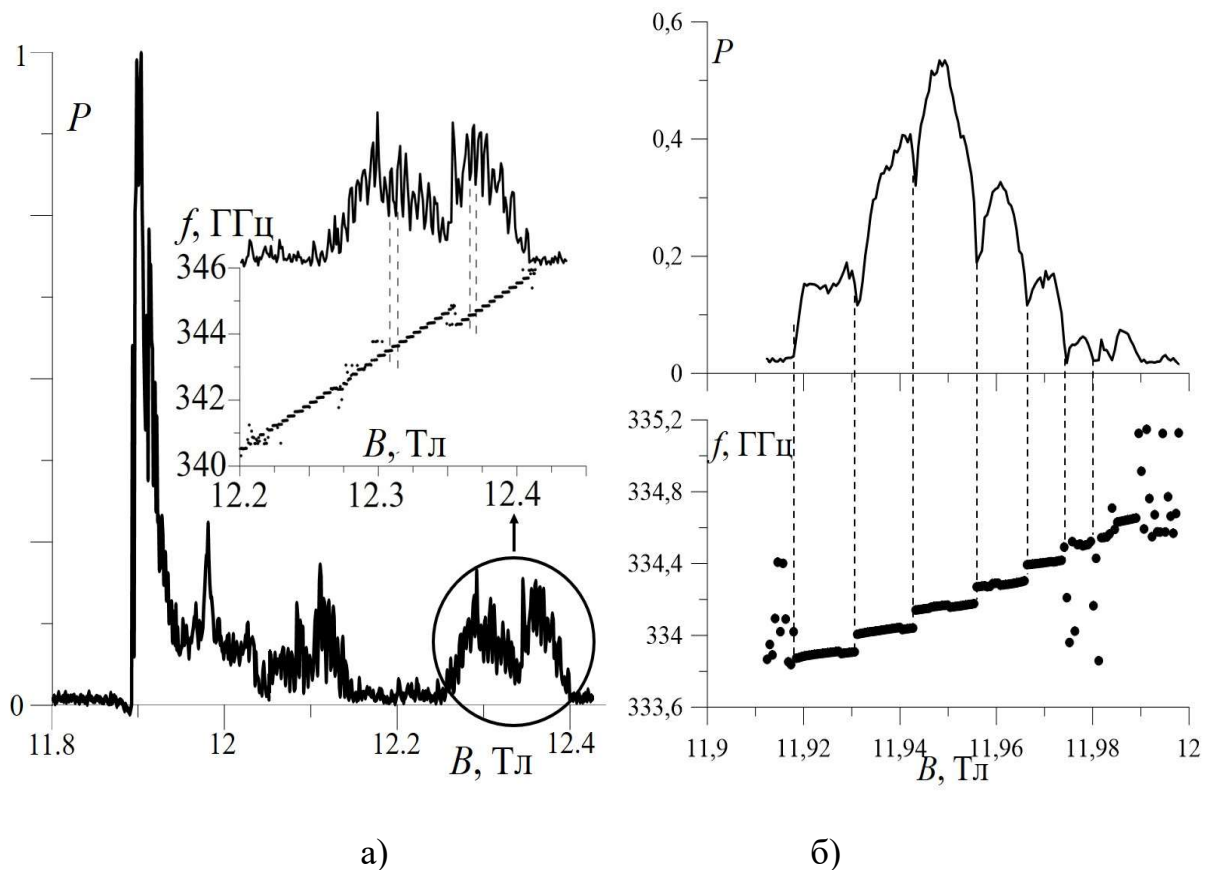


Рисунок 3.13 – Зона генерації для моди $TE_{5,2}$ з високими аксіальними індексами. а) $U_{ac} = 4.5$ кВ, б) $U_{ac} = 3.6$ кВ

По-перше, виміряна частота випромінювання більш ніж на 10 ГГц перевищує частоту основної аксіальної моди. Таке збільшення значно

перевищує звичайний діапазон перестроювання частоти гіротрона.

По-друге, відбувається збудження добротних мод, і тому частотна залежність не є плавною, а демонструє ступінчасті зміни з кроком $\Delta f \approx 150$ МГц, що добре видно на рисунку 3.13. Причому в цих зонах спостерігалися не тільки одночастотні, як у випадку основної аксіальної моди (рис. 3.14 а), а й багаточастотні режими з однаковою відстанню Δf між спектральними компонентами (рис. 3.14 б, в).

Ці дві особливості, а саме наявність частотних кроків і багаточастотних режимів, вказують на появу відбиття від вихідного вікна, що впливає на механізм електронно-хвильової взаємодії, як показано в попередній главі, оскільки частотний інтервал Δf дуже близький до величина, що визначається відбиттям хвилі $c/2L$, де $L \approx 1$ м – відстань між порожниною та вікном.

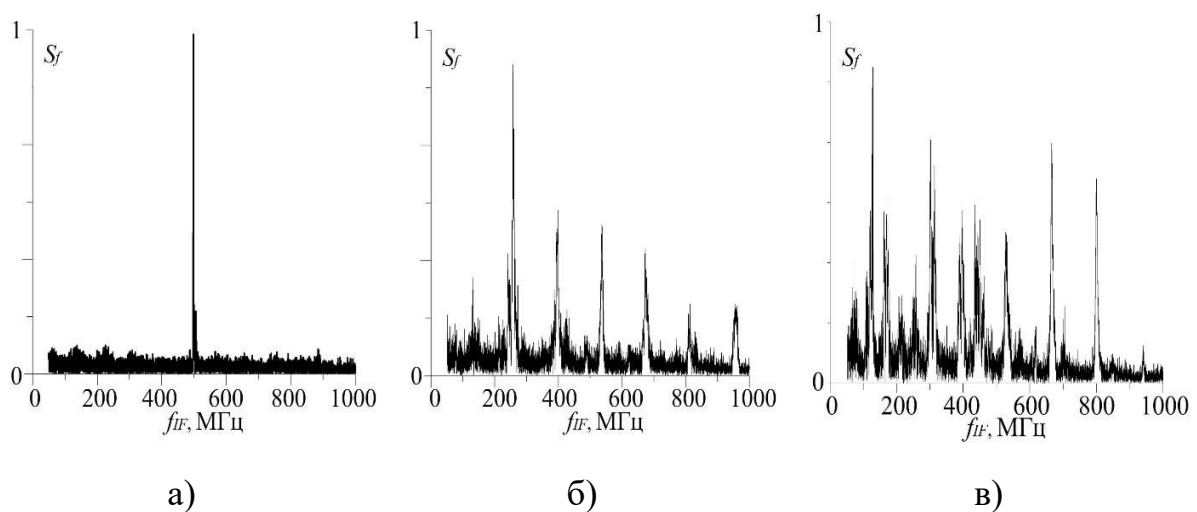


Рисунок 3.14 - Спектр (лінійний масштаб) сигналу проміжної частоти f_{IF} , виміряний при параметрах, що відповідають рис 3.11 а (мода $TE_{1,3}$) при

а) $B = 9.91$ Тл; б) $B = 10.375$ Тл, в) $B = 10.385$ Тл

3.3 Фізична модель позарезонаторної взаємодії з вищою радіальною модою та рівняння для розрахунку збудження коливань

В цьому підрозділі теоретично досліджується збудження моди $TE_{m,n+1}$ у вихідній секції завдяки згрупованому електронному потоку (що модулюється в регулярній секції резонатору при генерації робочої моди $TE_{m,n}$), і порівнюються результати чисельного моделювання з експериментальними. Як показано нижче, запропонований фізичний механізм найкраще підходить серед кількох можливих причин для пояснення вищезгаданих експериментальних результатів. Цей механізм має термін в іноземній літературі як *after-cavity interaction* (ACI), тобто поза-резонаторної взаємодії (ПРВ). Але він зазвичай відноситься до збудження у вихідному конусній секції цієї самої моди, що і в регулярній секції та досліджувався в серії робіт [270-275] і відноситься до випадку, коли умова циклотронного синхронізму виконується не тільки в регулярному резонаторі, але і в деякій області вихідної конусної ділянки. Таким чином, дія ПРВ дещо подібна до режиму роботи гіроклістрона, де дві області взаємодії розділені в просторі [276-278]. Явище ПРВ інтенсивно вивчалось для гіротронів мегаватного рівня потужності, де воно призводить до деякого зниження вихідної потужності та ефективності. Крім того, ПРВ псує розподіл енергії відпрацьованих електронів, таким чином знижуючи ефективність рекуперативного колектору.

Подібний ефект збільшення вищої радіальної моди було виявлено раніше при моделюванні ПРВ в мегаватному гіротроні, що працює на моді $TE_{22,6}$ [273]. Чисельні експерименти, проведені з використанням коду MAGY, показали, що більш висока радіальна мода $TE_{22,7}$ може збуджуватися в певній області параметрів резонатора та конусності магнітного поля. Проте

потужність вищої радіальної моди була на кілька порядків нижчою від основної.

Особливістю досліджуваної конструкції гіротрона є не тільки те що він двопучковий (як буде показано далі, це не є суттєвою ознакою досліджуваного ефекту), але й наявністю дуже малого кута вихідного конуса 1° та дуже довгого конусоподібного перетину, довжина якого перевищує 100 мм (деталі наведено на рис. 3.14). У результаті умова циклотронного синхронізму може зберігатися в досить довгій області. Іншою особливістю досліджуваного гіротрона, яку слід враховувати для режимів першої ЦГ, є відбиття хвилі від аксіального вихідного вікна, оскільки товщина вікна була оптимізована для частоти другої ЦГ 780 ГГц.

Нижче приводиться фізична модель можливого пояснення цього явища через поза-резонаторну взаємодію (ПРВ), а саме збудження сусідньої поперечної моди ($TE_{m,n+1}$) з таким же азимутальним, але наступним радіальним індексом відносно робочої моди у конусі вихідного конуса. Розглядається електронний пучок, який взаємодіє в резонаторі гіротрона радіусом R_c з поперечною модою $TE_{m,n}$ при основному циклотронному резонансі, так що в області резонатора виконується умова циклотронного синхронізму:

$$\omega \approx \omega_{H_0} + h_n v_{||0}. \quad (3.1)$$

Де $\omega = 2\pi f = c \sqrt{\left(\frac{v_{m,n}}{R_c}\right)^2 + h_n^2}$ – кутова робоча частота, $h_n \approx q\pi / L_{str}$ аксіальне хвилеве число робочої моди в резонаторі (L_{str} – довжина регулярної секції резонатору), ω_{H_0} – релятивістська електрона циклотронна частота, що відповідає магнітному полю в резонаторі $B_c = B(z_c)$. Розглянутий ефект має місце при значеннях магнітного поля, що відповідають збудженню

аксіальних мод вищих порядків з $q \gg 1$. У більшості типових ситуацій вихідна потужність аксіальних мод високого порядку досить низька (режим 2 на рис. 3.11-3.12). Однак, коли електронний потік, згрупований у процесі збудження моди $TE_{m,n}$, пролітає уздовж вихідного конусу, він може збудити моду $TE_{m,n+1}$ з тим самим азимутальним індексом m , але іншим радіальним індексом. Таке збудження виникає, якщо десь у конусі вихідного конуса виконується наступна умова циклотронного синхронізму:

$$\omega \approx \omega_{H_0} + h_{n+1} v_{\parallel 0}. \quad (3.2)$$

де $h_{n+1}(z) = \sqrt{k^2 - \left(\frac{v_{m,n+1}}{R(z)}\right)^2}$ – аксіальне хвильове число моди $TE_{m,n+1}$ (координаті z). Зауважимо, що частота ω в рівнянні (3.2) така сама, як у рівнянні (3.1), оскільки взаємодія поза регулярним резонатором відбувається через наявність уже попередньо згрупованого потоку електронів. Іншими словами, циклотронний розсинхронізм для цієї моди

$$\Delta_{n+1}(z) = (\omega - \omega_H(z)) / v_{\parallel}(z) - h_{n+1}(z) \approx 0,$$

має бути близьким до нуля в деякій області вихідного конусу. На рис. 3.15 показана залежність цього розсинхронізму для робочої моди, а також для кількох сусідніх мод для декількох значень магнітного поля в резонаторі. На цьому рисунку враховано реальні профілі радіусів резонатора та вихідного конуса, а також магнітне поле надпровідного магніту досліджуваного двопучкового гіротрона. Крім випадку, коли центри резонатора і магніту збігаються, показано профіль магнітного поля для випадку неузгодженості положень резонатора і магніту z_H . Аналіз (3.1) і (3.2) показаний на

дисперсійних діаграмах на рисунку. 3.15 показує, що розсинхронізм для робочої моди близький до нуля в резонаторі та швидко зменшується у вихідній секції, тому для цієї моди відсутня взаємодія поза резонатором. Навпаки, для мод з більшим радіальним індексом існують зони циклотронного синхронізму $\Delta_{n+1}(z) \approx 0$. У деяких випадках цей синхронізм відбувається на дуже короткій відстані, як у точках z_1 і z_2 кривої 1 на рис. 3.15. Чисельне моделювання, описане в наступному підрозділі, показує досить незначний ефект взаємодії поза резонатором в цих ситуаціях. Найважливіша ситуація показана на рис. 3.16 а. Видно, що умова циклотронного синхронізму виконується для деякої протяжної ділянки, що відповідає кривій 2 на рис. 3.15. У цьому випадку синхронна взаємодія електронів пучка з модою $TE_{m,n+1}$ є тривалою, тому цю моду можна вибірково збуджувати, як показано в наступному розділі. Така ситуація тривалої поза-резонаторної взаємодії реалізується лише для деяких значень магнітного поля в діапазоні $B_c = 1,02-1,05 B_1$. Крім того, цей ефект має місце лише для деяких значень пітч-фактору пучка α , напруги U_c і невідповідності положення резонатора відносно центра магнітного поля z_H , що добре узгоджується з експериментальними спостереженнями. Оскільки ефективне збудження $TE_{m,n+1}$ залежить від пітч-фактору пучка α , ефект розкиду швидкостей в потоці може збільшити ймовірність ПРВ, оскільки генерація моди $TE_{m,n}$ може бути обумовлено однією часткою потоку із співвідношенням поперечних швидкостей $g=g_1$, тоді як умова резонансу (3.2) для моди $TE_{m,n+1}$ може виконуватися або для тієї самої, або для іншої частки потоку $g = g_2$ (рис. 3.16 б. Ефективну довжину після-резонаторної взаємодії L_{n+1} можна оцінити як [117]

$$L_{n+1} \sim \left| \int_0^\infty e^{i \int_0^z \Delta_{n+1}(z') dz'} dz \right|. \quad (3.3)$$

При моделюванні використовуються стандартні рівняння для моделювання гіротронів, які враховують розкид швидкостей [279], ефект двопучковості [267] і перетворення відбиття/моди з вихідного вікна, що описано в попередньому розділі. Залежність $B(z)$ враховується в залежності розсинхронізму [280]. Точніше, члени, пропорційні dB/dz , повинні з'явитися в рівняннях як для орбітального, так і для аксіального моменту. Однак, як було показано в [280, 281] і вказано нашим попереднім моделюванням, для повільної зміни магнітного поля ці члени можна опустити.

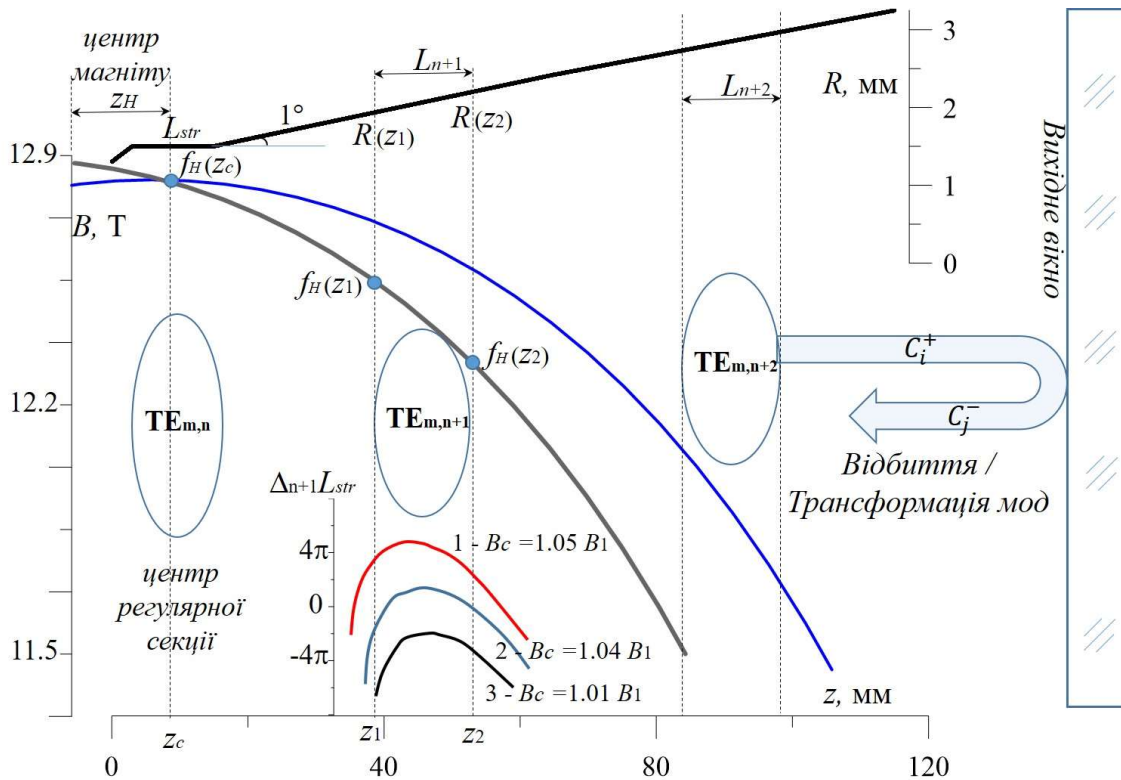


Рисунок 3.15 - Ескіз розподілу магнітного поля резонатора та надпровідного магніту, включаючи випадок зміщення магніту та резонатора. На вставці показана залежність розсинхронізму $\Delta_{n+1}(z)$ для моди $TE_{m,n+1}$ для декількох значеннях магнітного поля

У зв'язку з тим, що розглянутий час прольоту електронного пучка є досить великим і ВЧ-поле може змінюватися під час проходження потоку [282], час інтегрування в рівняннях (3.4) зменшено до циклотронного періоду T_H (кожна група великих частинок емітується через T_H) і, відповідно, кількість великих частинок збільшується [283]. Інтегрування по азимуту опущено, оскільки ми розглядаємо дві моди з однаковими гармоніками і азимутальними числами [284]. Таким чином, самоузгоджена нелінійна система рівнянь для безрозмірних амплітуд мод першої ЦГ C_s є наступною:

$$\frac{\partial^2 C_s}{\partial \zeta^2} - i \frac{\partial C_s}{\partial \tau} + i \delta C_s = \tilde{I}_s \frac{1}{2\pi} \sum_i \frac{I_i \beta_{z1}^2 \beta_{\perp i}^7}{I_B \beta_{zi}^2 \beta_{\perp 1}^4} \int_0^{2\pi} p_i e^{-i \int_{\zeta_0}^{\zeta} \Delta s_i(\zeta) / \beta_{zi} d\zeta} d\vartheta_0$$

$$\frac{dp_i}{d\zeta} + i(|p_i|^2 - 1)p_i = i/\beta_{\perp i}^3 \sum_s C_s e^{i \int_{\zeta_0}^{\zeta} \Delta s_i(\zeta) / \beta_{zi} d\zeta} \quad (3.4)$$

$$C_{s2}(\zeta_{out}, \tau) = \sum_{s1} C_{s1}(\zeta_{out}, \tau - \tau_{del}) R_{s1,s2}$$

де s – номер моди, p_i – нормований орбітальний момент i^{oi} фракції електронного потоку з пітч-фактором g_i , радіусом R_{ei} , струмом I_i ; $\beta_{\perp i}$ та β_{zi} – нормовані поперечна та поздовжня (аксіальна) швидкості i^{oi} фракції; $\tilde{I}_s = 0.00376 \times I_B \frac{\beta_{z1}}{4\gamma_0 \beta_{\perp 1}^6} \frac{J_{m_s \mp 1}^2(k_s R_e)}{(v_s^2 - m_s^2) J_{m_s}^2(v_s)}$ – безрозмірний струм, J_m – функція Бесселя m^{ozo} порядку, власне значення для моди v_s є n -й нуль похідної функції Бесселя, $\zeta = \frac{\omega_{H0} z}{2c}$ та ζ_{out} – безрозмірні аксіальні координата та її значення у кінцевому положенні за резонатором, де застосовуються безвідбивні поглинаючі граничні умови; $\tau = \frac{\omega_{H0} t}{8}$ та τ_{del} – безрозмірний час та час затримки хвилі, що розповсюджується від резонатору до рефлектора та у зворотному напрямку. Початкові умови для нормованого моменту електронів при $\zeta = 0$ є $p_{i0} = e^{i\vartheta_0}$,

де $\vartheta_0 = \{0 \div 2\pi\}$ – початкова фаза крупної частинки. R_{s_1, s_2} (пізніше під s_1 мається на увазі мода $TE_{m,n}$, а під s_2 - $TE_{m,n+1}$) матриця розсіювання від вихідного вікна, що описує відбиття та трансформацію s_1^{oi} моди в s_2^{my} .

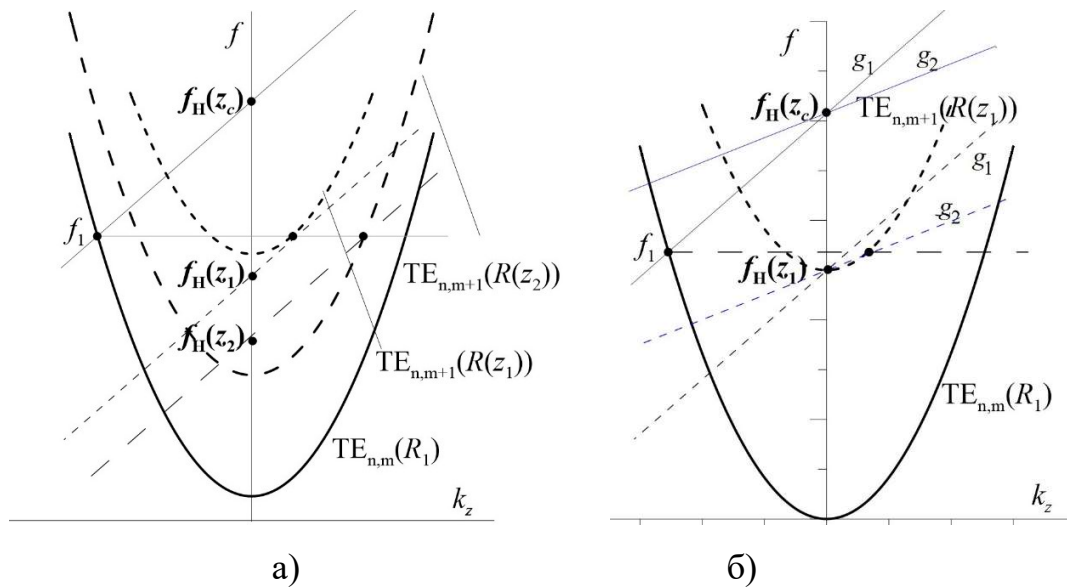


Рисунок 3.16 - Умова резонансу, показана на дисперсійних діаграмах для випадків відсутності розкиду швидкостей (а) і при врахуванні розкиду швидкостей (б), відповідно

3.4 Чисельний аналіз ПРВ при збудженні одним ЕП без розкиду підфактору

Чисельне моделювання проводилося для робочої моди $TE_{5,2}$ і наступної радіальної моди $TE_{5,3}$, що бере участь у взаємодії поза резонатором. Зв'язок моди $TE_{5,2}$ з внутрішнім пучком, що має радіус ведучого центру 0,45 мм, незначний, тому тільки зовнішній потік з радіусом 0,72 мм взаємодіє з цією модою. Розрахункові залежності вихідної потужності (окремо $TE_{5,2}$ і $TE_{5,3}$) і частоти (однакової для обох мод) від магнітного поля $B_c = B(z_c)$ наведені на

рисунку 3.17 разом з ефективною довжиною взаємодії L_{n+1} . Видно, що збудження моди $TE_{5,3}$ відбувається при значеннях магнітного поля $B_c/B_1 \cong 1.03$, що відповідає збудженню НОАМ $TE_{5,2,q}$ з аксіальними показниками $q=4 \div 7$. Цей результат якісно узгоджується з експериментальними результатами з підрозділу 3.2. А саме, збудження моди $TE_{5,3}$ відбувається, коли параметр циклотронного розсинхронізму є малим на досить великій відстані, що демонструє залежність L_{n+1} на рис. 3.17.

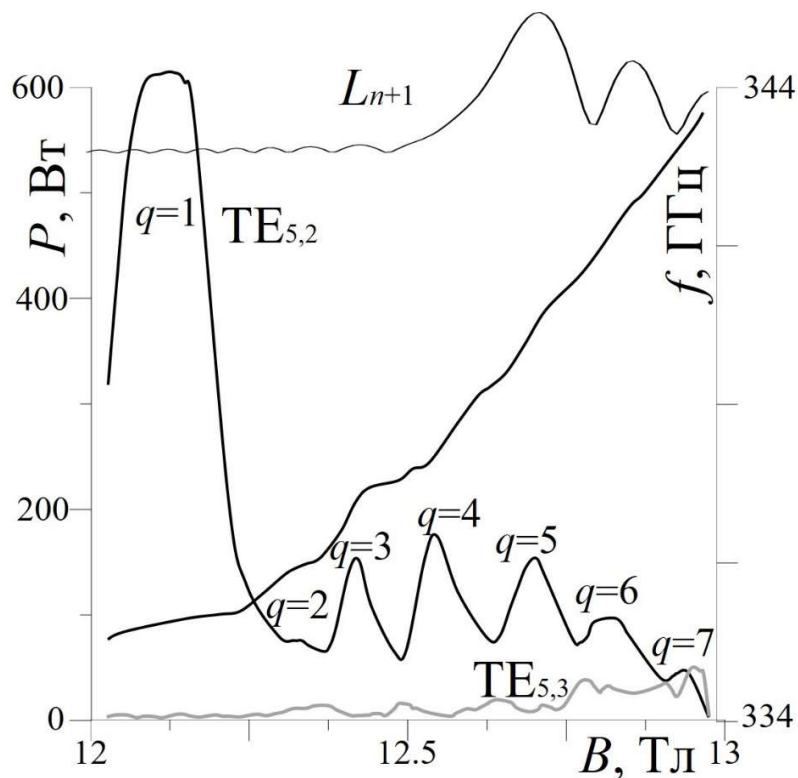


Рисунок 3.17 - Результати моделювання вихідної потужності та частоти залежно від магнітного поля для мод $TE_{5,2}$ та $TE_{5,3}$. $U_{ac}=10$ кВ, $I_B=0.35$, $g=1.5$. також показано залежність ефективною довжини L_{n+1}

Однак вихідна потужність, що відповідає моді $TE_{5,3}$, порівнянна або менша, ніж вихідна потужність, що відповідає моді $TE_{5,2}$, і, отже, не може

пояснити різке збільшення потужності, що спостерігається в експерименті.

Підказку для пояснення цього ефекту можна знайти, аналізуючи часову динаміку збудження моди (рис. 3.18 а) і просторовий розподіл ВЧ поля в різні моменти. Видно, що на початковому етапі збудження моди $TE_{5,2}$, поки її

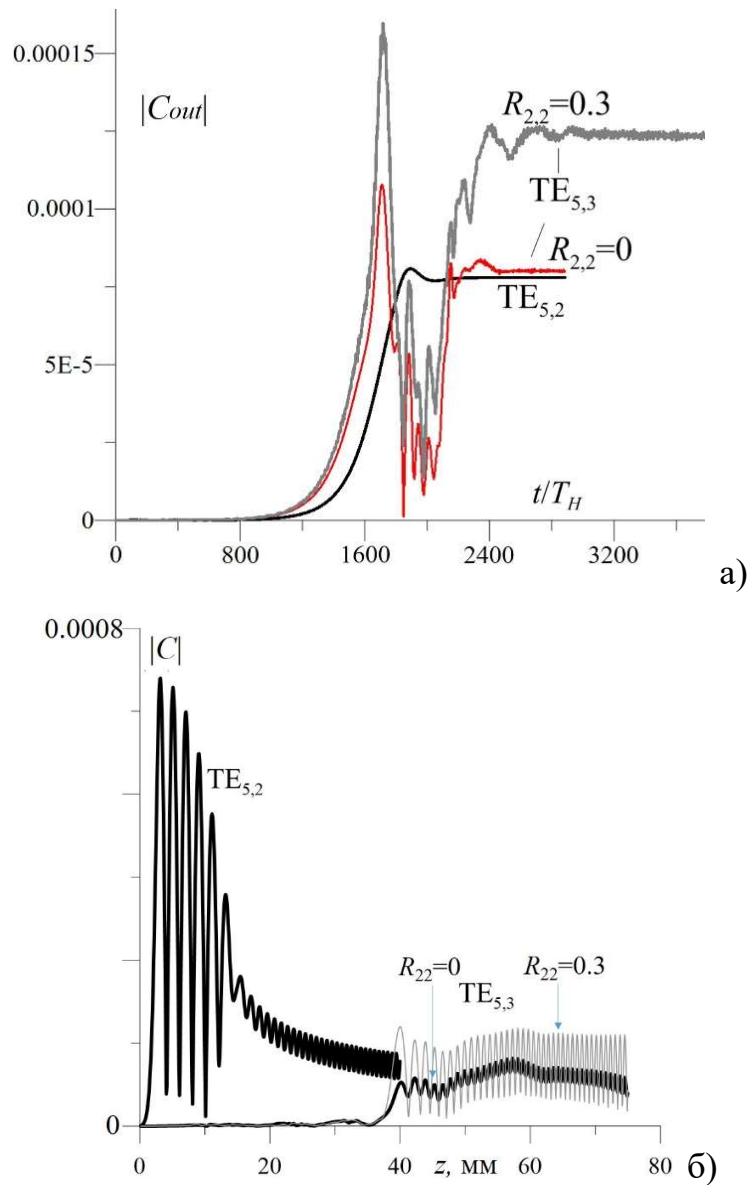


Рисунок 3.18 - Вплив R_{22} на амплітуди мод при $B_c=12.82$ Т, ($q=6$). Інші параметри такі самі як на рис. 3.17. а) Часова динаміка амплітуди поля на виході; б) Області збудження мод в усталеному режимі (розподіл моди $TE_{5,2}$ показано тільки до області збудження моди $TE_{5,3}$)

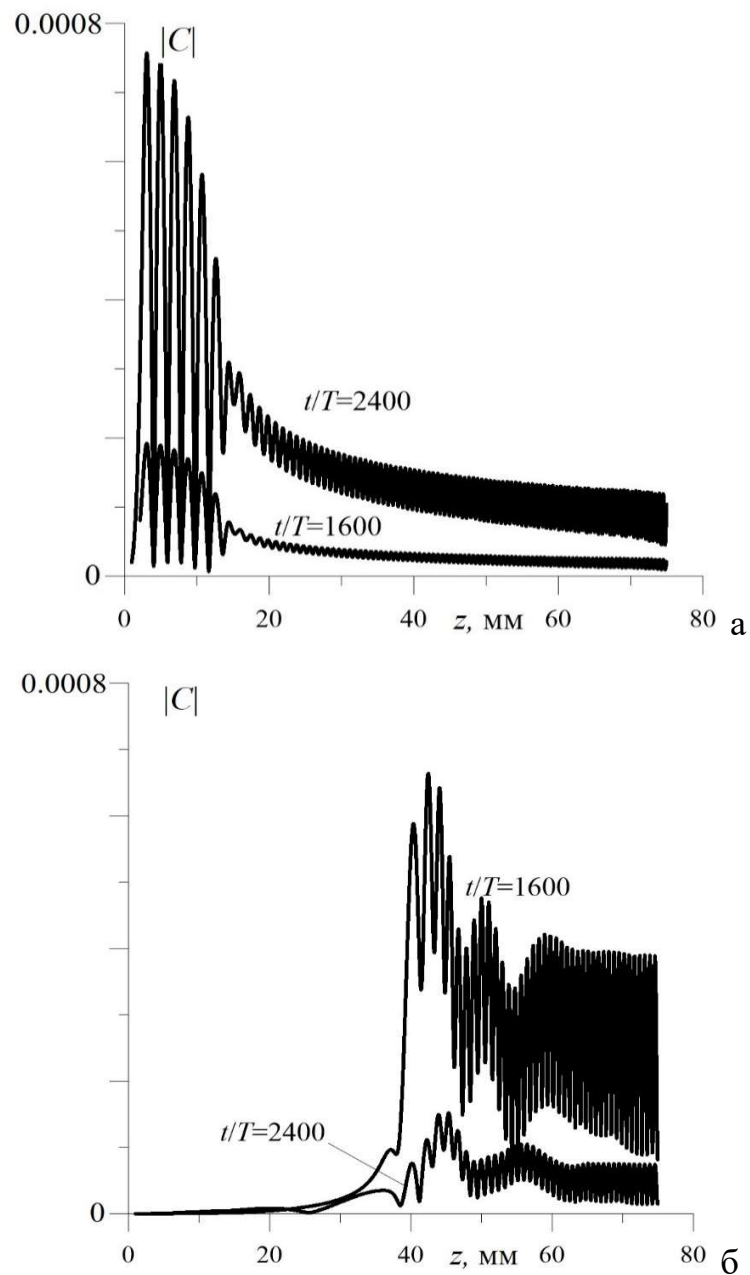


Рисунок 3.19 - Поздовжня (аксіальна) залежність амплітуд мод $\text{TE}_{5,2}$ (а) і $\text{TE}_{5,3}$ (б) у два моменти часу під час перехідних процесів, показаних на рис. 3.17 при $R_{22}=0$

амплітуда ще невелика, амплітуда моди $\text{TE}_{5,3}$ висока (рис. 3.19, $\tau=1600$). Однак із збільшенням амплітуди моди $\text{TE}_{5,2}$, амплітуда моди $\text{TE}_{5,3}$ зменшується (рис.

3.19, $\tau=2400$).

Ймовірно пояснення полягає в тому, що в стаціонарному режимі висока амплітуда моди $TE_{5,2}$ призводить до сильної модуляції електронів за поперечними швидкостями, енергіями та циклотронними фазами в резонаторі. У результаті групування електронів є оптимальним в резонаторі або поблизу виходу резонатора. Навпаки, в області синхронізму з модою $TE_{5,3}$ електронний потік має великий розкид за енергіями частинок і пітч-факторами, тоді як згрупування пучків слабке (ситуація "перегрупування"). Цей ефект перегрупування є причиною малості амплітуди $TE_{m,n+1}$, що спостерігається при моделюванні для стаціонарного режиму, навіть якщо має місце тривалий синхронізм. Слід також зазначити, що відбиття моди $TE_{5,3}$ від вихідного вікна (тобто, коли $R_{22} \neq 0$) призводить до збільшення добротності моди $TE_{5,3}$ та збільшення потужності в моделюванні (рис. 3.18 а, б).

3.5 Вплив розкиду швидкості на ПРВ

Розкид швидкості в електронному пучку має впливати на поза-резонаторну взаємодію за декількома різними причинами. По-перше, розкид швидкостей зменшує потужність робочої моди $TE_{m,n}$ на високих аксіальних модах [117]. По-друге, ми можемо припустити, що якась швидкісна фракція пучка буде слабо взаємодіяти з модою $TE_{m,n}$ і, отже, буде слабо модульованою. Завдяки цьому факту можна уникнути перегрупування пучка в області збудження моди $TE_{m,n+1}$, і, отже, ми можемо очікувати більш ефективного збудження $TE_{m,n+1}$, якщо злегка модульована частка пучка відповідає умовам сильного зв'язку і малому розсинхронізму. Зауважимо, що такий спосіб уникнення перегрупування було реалізовано з часткою пучка, що відповідає

другому пучку в двопучковому гіротроні.

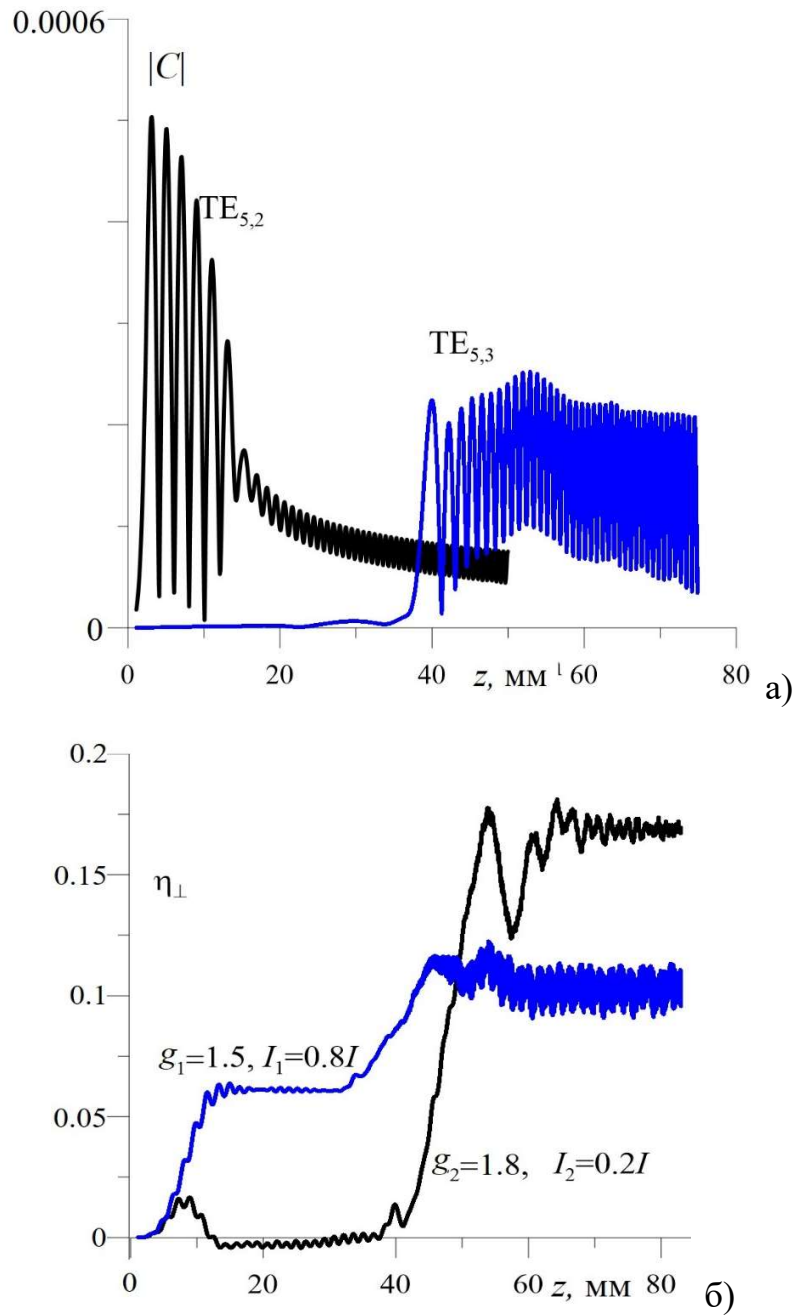


Рисунок 3.20 - Поздовжня (аксіальна) залежність амплітуди мод $TE_{5,2}$ і $TE_{5,3}$.

а) та орбітальний електроний ККД для двох фракцій пучка за умови врахування розкиду швидкостей; б) при $B_c=12.82$ Тл ($q=6$), $U_{ac}=10$ кВ, $I_B=0.35$.

Правдоподібно припустити, що при роботі гіротрону був великий розкид швидкостей, оскільки в експерименті спостерігався досить високий анодний струм. Крім того, моделювання також передбачило великий розкид швидкостей, особливо для внутрішнього пучка при низьких напругах [285]. Таким чином, вплив розкиду швидкості на досліджуваний ефект ПРВ може бути значним і аналізується в цьому підрозділі.

Для точного розрахунку ефекту розкиду швидкості чисельне моделювання вимагає розгляду кількох фракцій електронного пучка, кількість яких залежить від розподілу швидкостей (наприклад, у [279] розглядалося шість фракцій). Як перший крок для якісного аналізу ефекту, береться до уваги дві фракції пучка з різними пітч-факторами та струмами: $g_1=1.5$ $I_1=0.8I_B$ та $g_2=1.8$ $I_2=0.2I_B$, відповідно. Результати моделювання (ВЧ поле та орбітальний електронний ККД) показані на рис. 3.20. Як можна бачити, у цьому випадку вихідна амплітуда $TE_{5,3}$ більша, ніж у $TE_{5,2}$, і, отже, загальна вихідна потужність в основному визначається модою $TE_{5,3}$. Із залежності орбітального електронного ККД (рис. 3.20 б) можна помітити, що коливання $TE_{5,2}$ збуджується першою фракцією потоку, тоді як електронно-хвильова взаємодія з другою фракцією в регулярній секції дуже слабка і відбувається лише незначна модуляція. Тому частота f_1 моди $TE_{5,2}$ в основному визначається умовою синхронізму, що відповідає першій фракції потоку. При $z \cong 40$ мм розсинхронізм другої фракції потоку відносно моди $TE_{5,3}$ невеликий, і пучок добре згрупований (але без перегрупування). Це призводить до сильної електронно-хвильової взаємодії з модою $TE_{5,3}$, що виникає для другої фракції потоку. Перша фракція пучка також взаємодіє з модою $TE_{5,3}$, але при менших z (тобто умови синхронності для пучків зміщені в просторі) і менш ефективно. Отже, вихідна потужність, що відповідає моді $TE_{5,3}$, у кілька разів більша, ніж для моди $TE_{5,2}$, потужність якої зменшується через розкид швидкостей. Слід

зазначити, що зазвичай розкид швидкості викликає серйозне зниження вихідної потужності, якщо $q=1$ [286, 287]. Таким чином, ми припускаємо, що в експерименті розкид швидкості спричинив набагато нижчу, ніж передбачалося моделюванням без розкиду швидкості (наприклад, порівнюючи рис. 3.10-3.12 з рис. 3.17) потужність НОАМ ($B < 1.03 B_1$) і навпаки призвів до збільшення вихідної потужності при $B \cong 1.03-1.05 B_1$, оскільки в останньому випадку має місце ПРВ.

3.6 Вплив трансформації мод при ПРВ на збудження першої ЦГ і її впливу на конкуренцію з другою ЦГ

Однією з головних мотивацій цього дослідження було пояснення непередбачуваної конкуренції між режимом НОАМ першої ЦГ і другої ЦГ, що спостерігається в експерименті з двопучковим гіротроном. Однак попередній розгляд продемонстрував лише можливість збільшення вихідної потужності першої ЦГ через ПРВ, але ПРВ не впливає на збудження моди у регулярній секції, а отже, не впливає на конкуренцію між модами першої та другої ЦГ, оскільки генерація моди $TE_{m,n}$ не залежить від збудження моди $TE_{m,n+1}$. Ситуація змінюється, якщо мода $TE_{m,n+1}$ частково трансформується в моду $TE_{m,n}$ і відбивається назад у резонатор, що може відігравати важливу роль у конкуренції мод між першою і другою ЦГ. Відомо, що будь-яка неоднорідність хвилеводу може викликати трансформацію (перетворення) моди, що поширюється, тобто передачу енергії з цієї моди в іншу [288]. Наприклад, вихідне вікно, де два хвилеводи з різним радіусом розділені діелектричним диском, може викликати не тільки відбиття моди, що поширюється, але й її

трансформацію в інші радіальні моди, які описуються коефіцієнтами $R_{ii} = C_i^- / C_i^+$ та $R_{ij} = C_i^- / C_j^+$ відповідно ($i=1$ відповідає моді $TE_{m,n}$, а $j=2$ моді $TE_{m,n+1}$). У досліджуваному випадку ПРВ, коли дві моди з однаковою частотою поширюються через вихідний хвилевід, їх взаємне перетворення при відбитті може викликати додаткові резонансні ефекти. Через це тут вивчається вплив R_{12} на генерацію першої ЦГ при ефекті ПРВ. Вплив конкуренції мод першої та другої ЦГ залишається для запланованих майбутніх досліджень.

По-перше, зазначимо, що моделювання для випадку з $R_{22}=0,3$, $R_{12}=0,3$ виявило можливість зменшення пускового струму приблизно на 15% відносно значення пускового струму $I_{st-m,n} \approx 0.22$ А що відповідає $R_{12}=0$ (для певного набору параметрів U_c, B_c , та z_H). Розподіл радіочастотного поля показано на рис. 3.20а для $I_B=0.9I_{st-m,n}$ вказує на те, що амплітуда моди $TE_{m,n}$ є низькою і, отже, робить внесок лише в модуляцію електронного потоку. Аналіз орбітального електронного ККД показав, що його значення є або позитивним, або негативним після регулярної секції, що означає, що електронний потік може передавати або поглинати енергію моди $TE_{m,n}$ там. Із порівняння розподілів ВЧ полів на рис. 3.20 б (відповідає $I_B > I_{st-m,n}$ та $R_{12}=0$) і на рис. 3.20 а видно, що ще однією відмінністю є вищий аксіальний номер q моди $TE_{m,n,q}$, що також підтверджується вищою частотою коливань (приблизно на 1,5 ГГц). Підвищення частоти зумовлене тим, що тут відбувається взаємодія мод між $TE_{m,n}$ і $TE_{m,n+1}$: як пусковий струм мод $TE_{5,2}$, так і $TE_{5,3}$ вище робочого струму (пусковий струм $TE_{5,3}$ сильно залежить від R_{22}). Моделювання показало, що для наведених вище параметрів мінімум пускового струму $TE_{5,3}$ спостерігається при $f \approx 345,5$ ГГц, що перевищує f_1 (у випадку $R_{12}=0$) приблизно на 4 ГГц. Таким чином, коливання збуджується на частоті, яка знаходиться між оптимальними частотами для моди $TE_{5,2}$ і $TE_{5,3}$. На відміну від попередніх міркувань, де

частота моди $TE_{5,3}$ визначалась лише модою $TE_{5,2}$, тут обидві моди сприяють генерації, і виникає двомодове коливання, яке існує лише за наявності електронного потоку («гарячий випадок»).

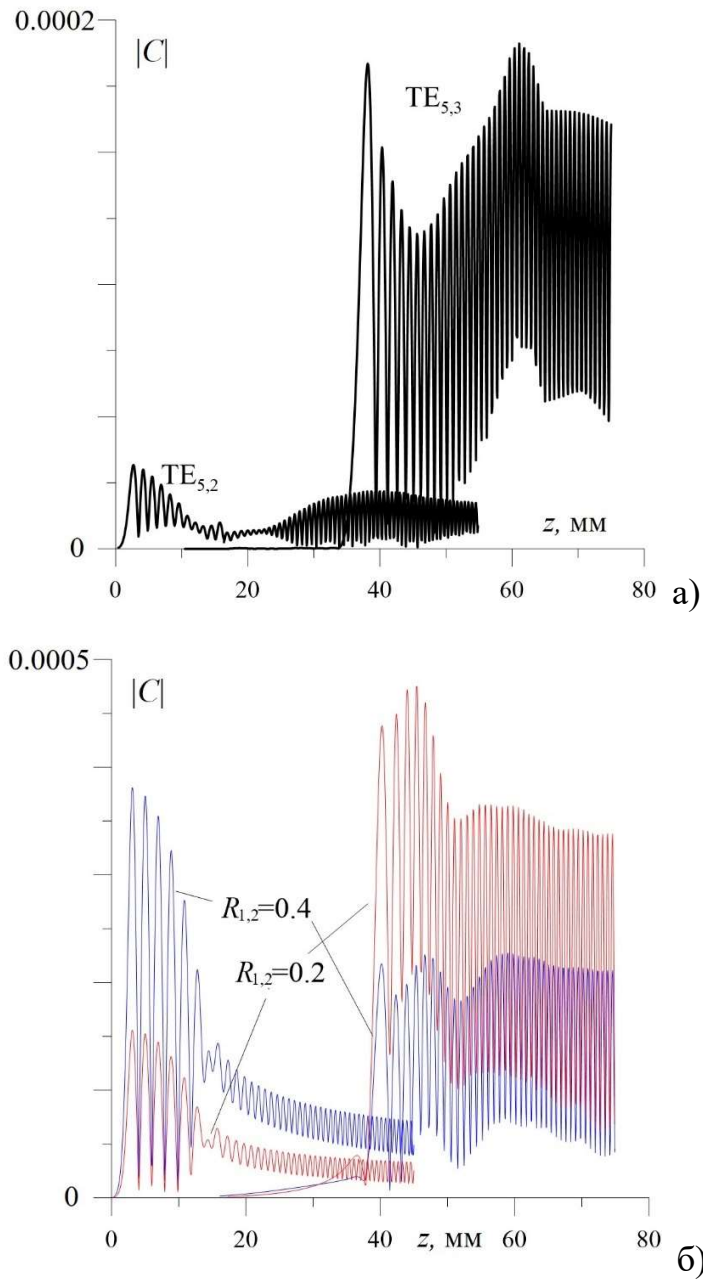


Рисунок 3.21 - Аксіальна залежність амплітуди мод $TE_{5,2}$ та $TE_{5,3}$ при $I_B=0.9I_{st-m,n}$ (а) та при $I_B=1.4I_{st-m,n}$ (б). $B_c=12.82$ Т, $U_{ac}=10$ кВ

Складний контур зворотного зв'язку із затримкою викликає значно триваліші перехідні процеси (рис. 3.22) порівняно з випадком відсутності трансформації мод ($R_{12}=0$). Крім того, така система зв'язаних мод із запізненим зворотним зв'язком може демонструвати автомодуляційну і навіть стохастичну поведінку, яка є більш складною порівняно з багатомодовим випадком із запізненими відбиттями [289, 290] і навіть зі зв'язаними гіротронами [291, 292]. Хоча ми не вивчаємо цю динаміку детально в цьому розділі, результати моделювання дають деяку підказку, чому багаточастотні коливання спостерігалися в експерименті (рис. 3.14). Іншим ефектом, який вимагає поглибленого дослідження, є додаткова можливість небажаної конкуренції мод першої та другої ЦГ в регулярній секції через ефект ПРВ.

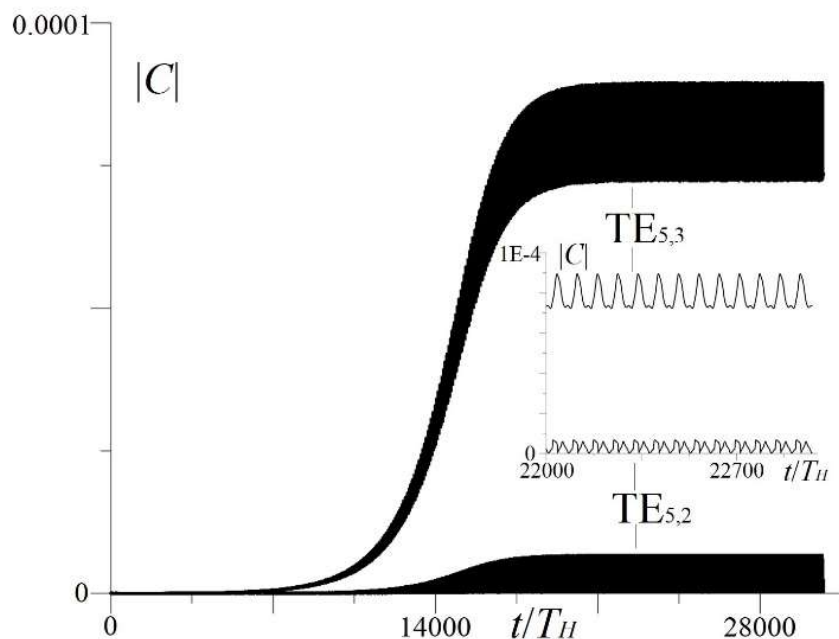


Рисунок 3.22 - Перехідні процеси при $R_{22}=0.3$, $R_{12}=0.3$, $I_B=0.9I_{st-m,n}$. Вставка показує збільшену вісь часу.

Коли $I_B > I_{st-m,n}$ виникає коливання з $f \approx f_1$ і набагато коротшим перехідним

процесом $TE_{m,n}$, подібним до того, що відбувається у випадку $R_{12}=0$. Як видно з рис. 3.22 б, вплив R_{12} на моду $TE_{5,2}$ досить сильний. Тут фаза відбитої хвилі залежить не тільки від фази R_{12} і відстані до вихідного вікна, але і від фази моди $TE_{5,3}$. У свою чергу, фаза та амплітуда моди $TE_{5,3}$ залежать від фази та амплітуди $TE_{5,2}$ через струм електронного потоку. Цей факт забезпечує досить складну залежність вихідної потужності від I_B , R_{12} (фази та амплітуди) тощо.

3.7 Висновки к розділу 3

В цьому розділі досліджено та детально обговорено непередбачуваний ефект різкого збільшення вихідної потужності гіротрона при деяких значеннях магнітного поля. Це явище спостерігалось в експерименті з двопучковим гіротроном, що працює в режимі збудження аксіальної моди високого порядку. Експериментально отримана смуга перестроювання частоти для цього режиму була набагато ширшою, ніж діапазон перестроювання частоти, що спостерігався досі для субТГц гіротронів. В даному розділі цей ефект було пояснено за допомогою урахування поза-резонаторної взаємодії відпрацьованого, але вже попередньо згрупованого (у регулярній ділянці резонатора) пучка електронів, який збуджує поперечну моду резонатора з наступним радіальним індексом. Як теоретичне дослідження, так і чисельне моделювання показали, що більш висока (порівняно із збудженою в прямій секції) радіальна мода в гіротроні може ефективно збуджуватися в довгій конічній секції з кутом розкриття приблизно 1° . При робочих параметрах двопучкового гіротрона таке збудження має місце для напруженості магнітного поля, що відповідає НОАМ ($q \geq 4$), особливо коли центр магнітного поля був зміщений відносно центру резонатора. Аналіз показав, що ефективна ПРВ

виникає, коли умова резонансу в верхній конусній секції зберігається на досить великій відстані, а електронний потік не перегрупується в регулярній секції. Дослідження впливу розкиду швидкості електронного потоку, відбиття та трансформація мод від вихідного вікна показало, що ці ефекти можуть посилити ПРВ і, крім того, може збуджуватися зв'язана мода зі зниженим стартовим струмом.

Експериментальні результати досить якісно узгоджуються з результатами теоретичного дослідження, включаючи такі ефекти, як поява відносно потужних «несподіваних» коливань при магнітних полях, що відповідають $TE_{m,n,q}$ НОАМ та багаточастотних режимах генерації (смуга 1 ГГц).

Спостережуваний ПРВ може бути використаний для отримання широкосмугового перестроювання частоти випромінювання. З іншого боку, цей ефект збільшує зону роботи основної гармоніки з великою потужністю, що ускладнює збудження вищих гармонік при підвищених струмах електронного пучка. Виходячи з отриманих результатів, можна припустити, що зменшити ПРВ для моди першої ЦГ, а отже і придушити її конкуренції з модою другої ЦГ можна наступними шляхами: зменшити трансформацію мод за рахунок зміни товщини вихідного вікна; синтезувати профіль конусної секції $R(z)$ таким чином, щоб мінімізувати ефективну довжину ПРВ L_{n+1} ; в областях z очікуваної ПРВ вставити поглинаючі матеріали, як це робиться в гіро-ЛЗХ, тощо.

Результати цього дослідження дають глибше розуміння роботи гіротронів, але також ставлять деякі питання, які пропонують напрямки для подальших досліджень.

РОЗДІЛ 4

МОДУЛЯЦІЯ І СТАБІЛІЗАЦІЯ ВИХІДНИХ ПАРАМЕТРІВ ТГЦ ГІРОТРОНІВ З УРАХУВАННЯМ ГІТЕРЕЗИСІВ І ПОХИБОК ВИГОТОВЛЕННЯ ТА ЮСТУВАННЯ

4.1 Вступ

Деякі застосування гіротронів, такі як дистанційне зондування атмосфери, телекомунікації, дослідження релаксаційних процесів у плазмі, багатоканальна діагностика плазми, підвищення коефіцієнта посилення ДПЯ у спектроскопії ДПЯ-ЯМР, тощо потребують функції модуляції вихідної потужності та частоти [79]. З іншого боку, для деяких застосувань, наприклад спектроскопії ДПЯ-ЯМР, також необхідна безперервна робота гіротрона (режим CW) протягом декількох днів зі стабільною вихідною потужністю та частотою, щоб підтримувати стабільність підсилення ДПЯ і, отже, дозволити довготривале усереднення сигналу. Хоча модуляція і стабілізація вихідних параметрів є протилежними завданнями, обидві вони використовують залежність потужності та частоти від напруг живлення, і відрізняються лише алгоритми керування.

Ці алгоритми базуються на знанні залежності частоти та вихідної потужності від прискорювальної та анодної напруги, струму підігрівача та електронного потоку, тощо, а також перехідних процесах, що призводять до інерції керування та гістерезисних явищ. Але існують такі процеси в працюючому гіротроні, що призводять до суттєвої зміни цих залежностей з часом (наприклад теплове розширення вузлів гіротрону, поява іонів завдяки

іонізуванню остаточних газів). Також наявність мультистабільних станів генерації веде до ризику переключень між цими станами, та отже до збою заданих вихідних параметрів генерації. Ці фактори особливо важливо враховувати в ТГц діапазоні тому що мінімальні температурні зміщення або похибки в виготовленні вузлів гіротрону можуть призводити до значної зміни вихідних параметрів та появи гістерезисів.

Таким чином для забезпечення заздалегідь заданих вихідних параметрів генерації ТГц гіротрону виникає потреба як створення алгоритмів для автоматизації вихідних параметрів так і вивчення ефектів, що можуть завадити бажаної поведінки роботи гіротрону та їх усунення.

Схожа проблема існує і для більш потужних імпульсних гіротронів. При цьому важливим є не тільки стабільність вихідних параметрів впродовж імпульсу та від імпульсу до імпульсу, а також збудження бажаних мод при наростанні напруги.

В цьому розділі розглядаються питання імпульсного збудження, стабілізації та модуляції вихідних параметрів гіротрону, а також вплив на (стабільність) вихідні параметри таких факторів як зміщення осі електронного потоку, температурне розширення резонатора, появи відбитих електронів.

4.2 Збудження паразитних мод з різною аксіальною структурою впродовж наростання прискорювальної напруги в імпульсному гіротроні мегаватного рівня потужності

4.2.1 Розбіжності між експериментальними результатами та теоретичним прогнозом на основі коду MAGY

Гіротрони відомі як джерела міліметрових і субміліметрових хвиль, здатні працювати безперервно на рівні мегават (МВт). Для реалізації такого режиму ці пристрої мають простір взаємодії, розміри якого набагато більші за довжину хвилі. Таким чином, гіротрони МВт-класу працюють на модах високого порядку, що мають щільний частотний спектр. Однією з основних проблем, найважливіших для надійної роботи таких пристроїв, є вибіркоче збудження необхідної моди. Особливо важливим є вибір сценарію запуску [293]. У найпростішому випадку гіротронів, які використовують електронні гармати діодного типу, сценарій запуску визначається просто підвищенням напруги пучка.

Це дослідження було мотивовано деякими експериментами, в яких було виявлено, що під час підвищення напруги, замість очікуваного збудження високочастотної паразитної моди, відбувається збудження низькочастотної паразитної моди в певному діапазоні напруг. Для пояснення цього факту було проведено моделювання залежності стартових струмів можливих конкуруючих мод від напруги пучка в наближенні холодного резонатора та за допомогою самоузгодженого підходу. Було виявлено, що у випадку резонаторів, які складаються з комбінації секції хвилеводу постійного радіуса та хвилеводу, що злегка розширюється, ці два підходи дають абсолютно різні результати. Таким чином, експериментально спостережуване збудження низькочастотної паразитної моди можна пояснити самоузгодженою «гарячою» модифікацією аксіального профілю збуджуваного поля, що сильно впливає на дифракційну добротність конкуруючих мод. Ця модифікація особливо виражена у випадку збудження мод з багатьма аксіальними варіаціями, які можуть збуджуватися в області взаємодії пучка зі зворотною складовою таких мод.

У відкритих резонаторах, що використовуються в гіротронах, моди з однією аксіальною варіацією, які складаються суперпозицією хвиль, що

поширюються майже перпендикулярно до осі резонатора, мають найменші групові швидкості і, отже, найбільшу дифракційну добротність. Таким чином, «загальне правило» при аналізі сценаріїв запуску в гіротронах полягає в дослідженні збудження всіх мод з однією аксіальною варіацією, поля яких можуть бути сильно пов'язані з електронним пучком, враховуючи, що зі збільшенням напруги пучка релятивістська електронна циклотронна частота зменшується. Відповідно, із зростанням напруги умова циклотронного резонансу може виконуватися спочатку для мод з частотами, вищими за бажану, а потім для паразитних мод з нижчими частотами. Це твердження проілюстровано на рис. 4.1, відтвореному з [294], де показано дисперсійну діаграму для гіротрона 1,5 МВт, 110 ГГц, що працює на моді $TE_{22,6,1}$. На цьому рисунку показано дисперсійні криві для хвиль $TE_{21,6}$, $TE_{22,6}$ і $TE_{23,6}$, прямі лінії показують лінії пучка циклотронного резонансу, що відповідає умові циклотронного резонансу між частотою хвилі зміщеною на доплерівську поправку і релятивістською циклотронною електронною частотою у випадку основного циклотронного резонансу $\omega = \Omega_{NR}/\gamma + k_z v_z$ (Ω_{NR} - нерелятивістська циклотронна частота, $\gamma = 1 + eV_b/mc^2$ - фактор Лоренца, який визначається напругою пучка, k_z - аксіальне хвильове число, яке є від'ємним в області взаємодії із зворотною хвилею, v_z - аксіальна швидкість електрона, яка також залежить від напруги). Таким чином, відповідно до згаданого вище «практичного правила», слід очікувати, що під час підвищення напруги, коли напруга близька до 65 кВ, буде спостерігатися збудження моди $TE_{23,6,1}$ з частотою, близькою до 113 ГГц (поблизу частоти відсічки), Потім, у міру подальшого зростання напруги, потрібна мода $TE_{22,6,1}$ буде збуджена на частоті приблизно 110 ГГц, але, коли напруга досягне свого номінального значення 96 кВ і магнітне поле занадто низьке, ця бажана мода може стикатися з конкуренцією з боку низькочастотної моди $TE_{21,6,1}$, що має частоту, близьку

до 107 ГГц

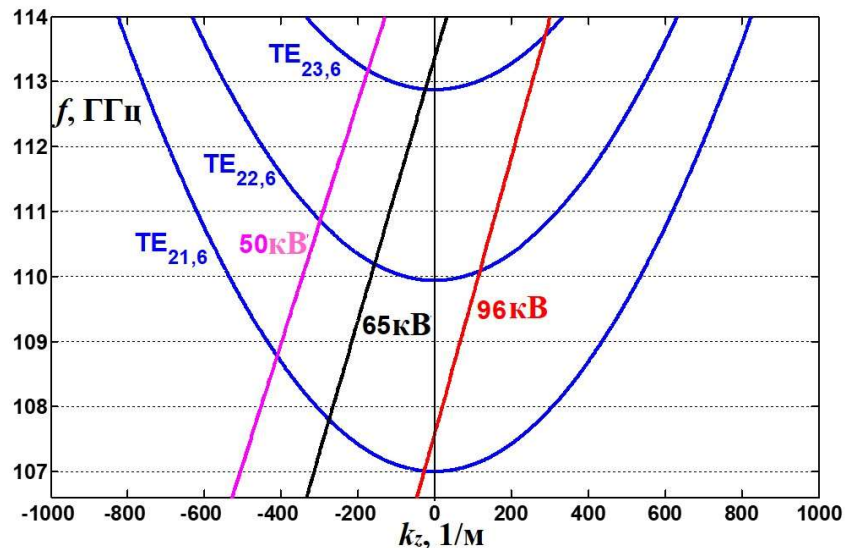


Рисунок 4.1 - Дисперсійна діаграма для гіротрону розробленого на 1.5 МВт, 110 ГГц при роботі на моді $TE_{22,6,1}$ (відтворено з [294])

В експериментах МІТ, описаних у [294] ця послідовність подій, однак, не відбулася: замість цього в діапазоні напруг пучка від 54 кВ до 67 кВ були виявлені паразитні моди, частота яких зменшувалася зі зростанням напруги від 108,2 ГГц (при 54 кВ) вниз до 107,5 ГГц (при 67 кВ). Подібна поведінка спостерігалася і в одному гіротроні СРІ, де під час підвищення напруги збуджувалася нижча частотна мода, частота якої відрізнялася від частоти тієї ж моди, що спостерігалася при номінальній напрузі в певному діапазоні магнітних полів. Деякі спроби пояснити цю особливість роботи гіротронів були зроблені в роботі [294].

У цьому розділі описано результати моделювання для гіротрона МІТ та проведено порівняння з результатами моделювання за допомогою коду MAGY [295], що розходились з експериментальними результатами. Моделювання

спочатку виконувалося для номінального радіуса електронно-провідних центрів у резонаторі 1,009 см. Ці моделювання продемонстрували стандартний сценарій запуску, а саме: при збільшенні напруги спочатку з'являються високочастотні коливання $TE_{23,6}$ -моди, які пізніше замінюються коливаннями потрібної $TE_{22,6}$ -моди, що супроводжуються коливаннями бічної смуги моди зі значно меншими амплітудами. Типовий приклад такого сценарію у випадку магнітного поля 4,41 Тл показаний на рис. 4.2. Подібний сценарій спостерігався при менших магнітних полях.

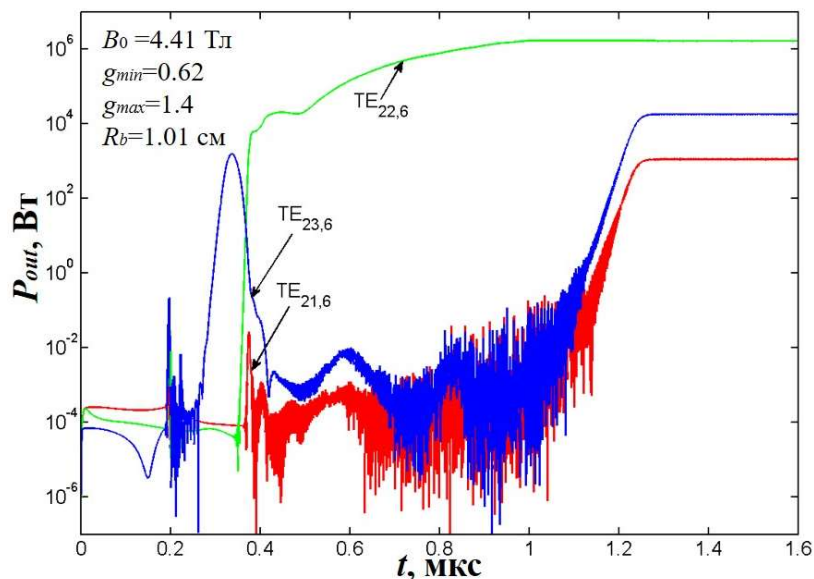


Рисунок 4.2 - Сценарій запуску, що демонструє початкове збудження $TE_{23,6}$ -моди з подальшим збудженням робочої $TE_{22,6}$ моди, що супроводжується коливаннями двох бічних смуг. Відтворено з [295]

Ця розбіжність між експериментальними даними та результатами моделювання стимулювала проведення дослідження можливого впливу радіуса центрів електронів на сценарій запуску. Цей ефект ілюструють результати, наведені на рис. 4.3. Розрахунки проводились для магнітного поля

4,405 Тл; вони показують вплив зменшення радіуса пучка на послідовність подій. По-перше, зменшення цього радіуса направляючого центру з номінального 1,009 см до 0,991 см (тобто на 0,2 мм) призвело до практичного усунення збудження високочастотної моди в інтервалі часу від 0,2 до 0,4 мкс.

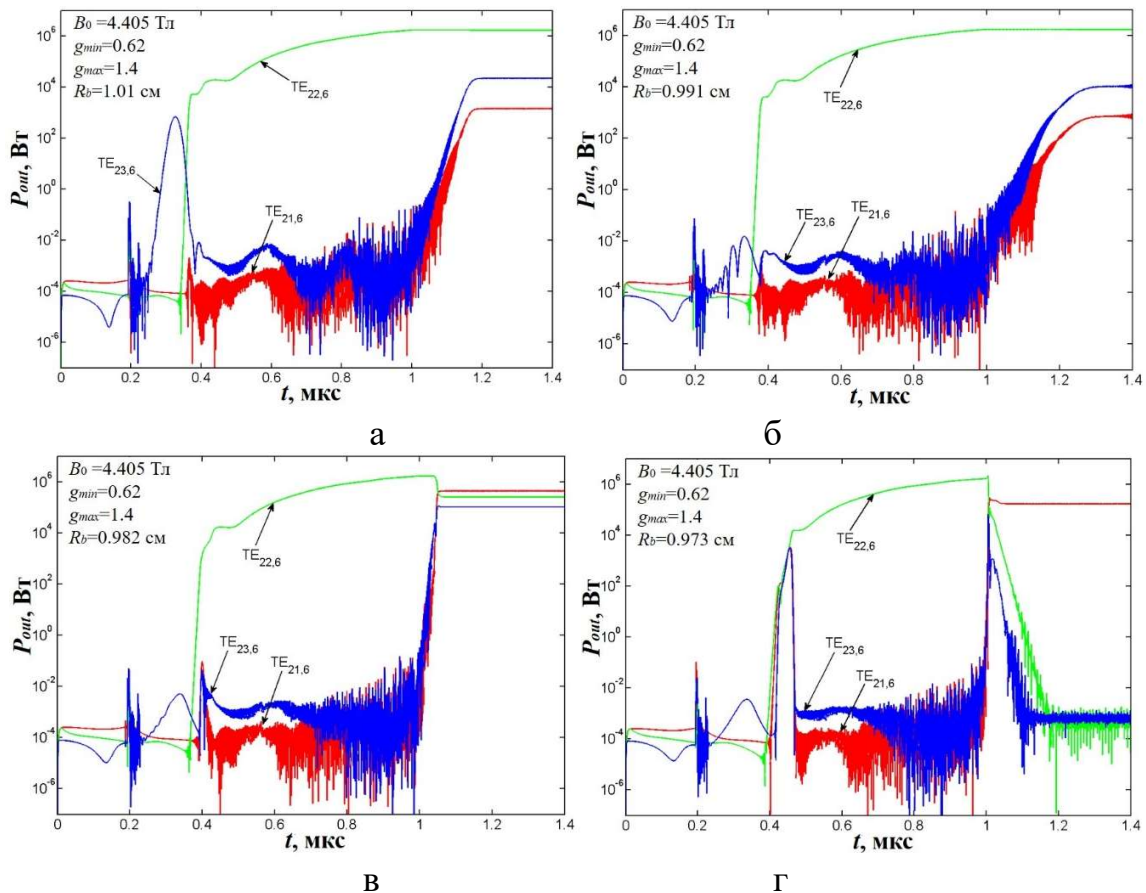


Рисунок 4.3 - Результати моделювання за допомогою MAGY [295] для магнітного поля 4.405 Т та чотирьох значень електронних радіусі: а) 1.009 см, б) 0.991 см, в) 0.982 см, г) 0.973 см. Моді з 21, 22 та 23 азимутальними варіаціями показано червоними, зеленими та синіми кривими відповідно.

Подальше зменшення цього радіуса до 0,982 см (рис. 4.3 в) призвело до практичного балансування амплітуд моди в кінцевому триплеті, де амплітуда

TE_{21,6}-моди стає навіть більшою, ніж амплітуда TE_{22,6}-моди. Тоді, коли радіус пучка дорівнює 0,973 см (рис. 4.3 г), замість стабільного триплету гіротрон демонструє стрибок з TE_{22,6}-моди на низькочастотну TE_{21,6}-моду.

4.2.2 Частоти та аксіальні структури мод

Результати експериментів в MIT і CRI [294] були досить несподіваними, тому що, як згадувалося вище, загальна теорія, яка описує нерегулярні хвилеводи, які служать резонаторами, передбачає, що дифракційні втрати повинні швидко зростати з кількістю аксіальних варіацій у структурі поля резонатора. Для пояснення цього дивного результату було висунуто припущення [294], що моди з $q > 1$ можуть виграти конкуренцію, оскільки електрони починають взаємодіяти з такими модами до того, як увійдуть в область, де локалізовано поле моди з $q = 1$. Той факт, що мода, локалізована ближче до області електронної гармати, має початкові умови, практично не залежні від існування моди із локалізацією далі від цієї області, був доведений у експериментах [296] та підтверджений моделюванням [297]. В останніх експериментах MIT і CRI просторове розділення конкуруючих мод було не таким значним, як в експерименті [296]: тепер ці моди займають практично однаковий об'єм, але лише перший пік моди з $q > 1$ розташований ближче до області гармати. Тому лише цього єдиного аргументу може бути недостатньо для пояснення експериментальних результатів і варто детальніше вивчити конкуренцію між такими модами. Зокрема, вплив електронного пучка на аксіальну структуру та добротність збуджених мод (ефект, досліджений в [298, 299]) може бути важливим для правильної інтерпретації експериментальних результатів. Слід також зазначити, що ідентифікація найбільш небезпечних

паразитних режимів важлива для виконання правильного моделювання з самоузгодженим, нестационарним кодом MAGY [295], оскільки таке моделювання вимагає задання початкових збурень конкуруючих режимів на певних частотах.

Почнемо з оцінки частот трьох конкуруючих мод, які підкоряються умові циклотронного резонансу, проілюстрованого на рис. 4.1. По-перше, зауважимо, що розрив між відповідними частотами відсічки становить

$$\omega_{1,cut} - \omega_{0,cut} = \omega_{0,cut} - \omega_{-1,cut} = \Delta\omega_{cut} \quad (4.1)$$

Тут різниця між граничними частотами пропорційна різниці між власними числами; нижній індекс «нуль» позначає центральну моду, два інших індекси позначають моди бічної смуги. Однак лінії пучка, показані на рис. 4.1, перетинають дисперсійні криві цих хвиль/мод у різних точках. Відповідні частоти у випадку ідеального електронного пучка (без розкиду пітч-фактору) можна визначити в нульовому наближенні за умовою циклотронного резонансу

$$\omega - k_z v_z = s\Omega \quad (4.2)$$

Враховуючи дисперсійне рівняння для хвиль у гладкостінному хвилеводі

$$\omega = \sqrt{\omega_{cut}^2 + c^2 k_z^2}, \quad (4.3)$$

можна визначити аксіальне хвильове число у відповідній точці як

$$k_z = \frac{1}{1-\beta_z^2} \frac{s\Omega}{c} \left\{ \beta_z - \sqrt{1 - (1 - \beta_z^2) \frac{\omega_{cut}^2}{(s\Omega)^2}} \right\} \quad (4.4)$$

Тепер можна повернутися до рівняння (4.2) і визначити відстань між частотами в точках перетину кривих дисперсії лінією пучка:

$$\omega_1 - \omega_0 = \frac{\beta_z}{1-\beta_z^2} \left\{ \sqrt{(s\Omega)^2 - (1 - \beta_z^2)\omega_{0,cut}^2} - \sqrt{(s\Omega)^2 - (1 - \beta_z^2)\omega_{1,cut}^2} \right\}. \quad (4.5)$$

(Подібне рівняння можна записати для центральної та мінус першої мод.) Використовуючи умову $\Delta\omega_{cut} \ll \omega_{0,cut}$, яка дійсна для мод високого порядку, можна визначити це розділення частот як

$$\omega_1 - \omega_0 = \Delta\omega_{cut} \frac{\beta_z}{\sqrt{\left(\frac{s\Omega}{\omega_{0,cut}}\right)^2 - (1-\beta_z^2)}} \quad (4.6)$$

Іншими словами, можна охарактеризувати різницю між поділом граничних частот і частот, які підкоряються умові циклотронного резонансу, співвідношенням

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_{cut}} = \frac{\beta_z}{\sqrt{\hat{\Omega}^2 - (1-\beta_z^2)}} \quad (4.7)$$

В (4.7) було введено параметр $\hat{\Omega} = s\Omega/\omega_{0,cut}$, що є резонансною гармонікою циклотронної частоти, нормованою на частоту відсічки центральної моди. Цей параметр, пропорційний магнітному полю, є більше одиниці в області взаємодії зворотної хвилі а коли $\hat{\Omega} \rightarrow 1$, то $\Delta\omega \rightarrow \Delta\omega_{cut}$. Залежність (4.7) проілюстровано на рис. 4.4 де відношення $\Delta\omega/\Delta\omega_{cut}$ показано як функцію

параметра $\hat{\Omega}$ для кількох значень аксіальної швидкості електронів, нормованих на швидкість світла. Таким чином, навіть коли циклотронна частота електронів перевищує граничну частоту центральної моди лише на кілька відсотків, розрив між частотами конкуруючих мод може сильно відрізнятись від частот відсічки.

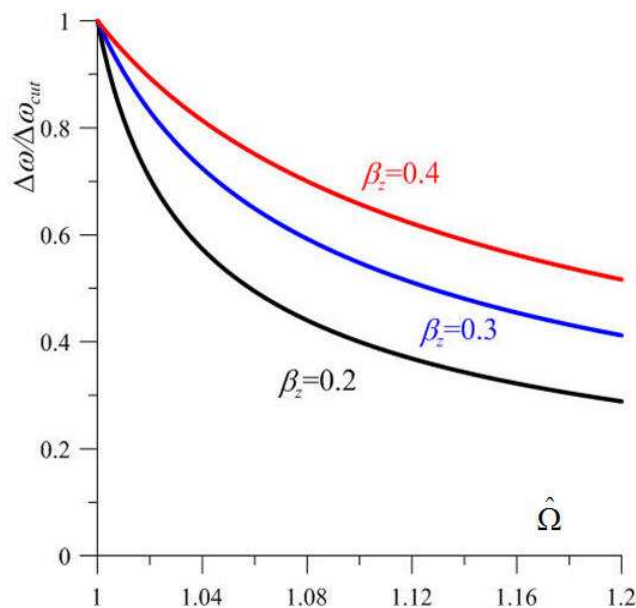


Рисунок 4.4 - Розділення частот пов'язане з розділом частот відсічки як функції $\hat{\Omega}$ для декількох значень аксіальної швидкості електронів

Відповідну кількість аксіальних варіацій q можна оцінити за допомогою рівняння (4.4) і припускаючи, що $k_z \approx q\pi/L$. Однак це була б досить груба оцінка. Тому нижче наведено результати більш точного аналізу.

Почнемо з «холодного» та самоузгодженого аналізу бажаної $TE_{22,6,1}$ -моди в резонаторі, форма якого подібна до тієї, що використовується в експериментах MIT [294, 300]. Припустимо, що простір взаємодії або резонатор утворений суміжним вхідним звужуючимся конусом, регулярним (довжина 18 мм) і слабко скошеним (довжина 15 мм) хвилеводами (цей профіль

показано на рис. 4.5). Кут розширення останнього становить близько $0,5^\circ$. За цією слабо розширеною ділянкою йде сильно розширена ділянка з кутом 5° . Оскільки радіус у конусній частині збільшується зі зміною z , умова резонансу там дещо відрізняється від умови в регулярній частині.

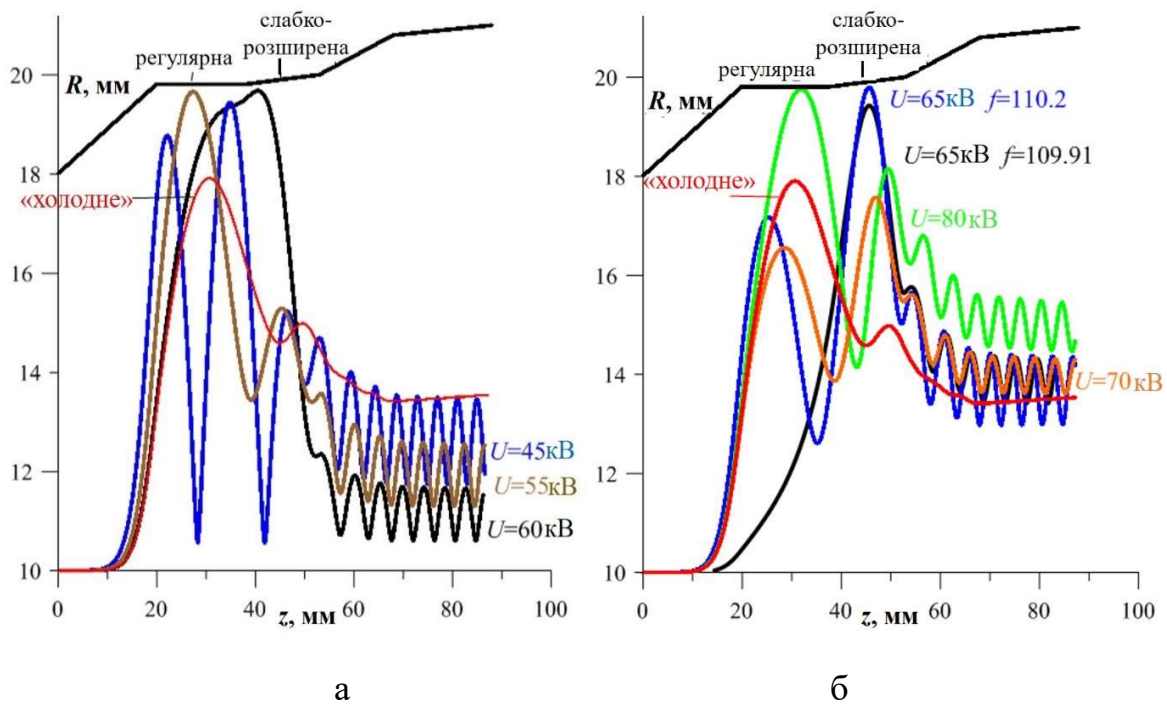


Рисунок 4.5 - Аксіальні структури робочої $TE_{22,6}$ -моди при різних напругах.

Тонка червона лінія показує профіль моди, розрахований в «холодному» наближенні, товсті лінії показують самоузгоджені профілі при різних напругах

Результати розрахунків наведено на рис. 4.5. На рис. 4.5 тонкою червоною лінією показано аксіальну структуру, визначену в «холодному» наближенні [301]; відповідна дифракційна добротність моди $TE_{22,6,1}$ дорівнює 930. Аксіальні структури, визначені за допомогою самоузгодженої теорії [298], показані для напруги пучка 45, 55 і 60 кВ на рис. 4.5а, а для 65, 70 і 80 кВ на

рис. 4.5 б. Для напруги пучка 65 кВ показано два можливі рішення. Обидва мають пік у злегка розширеному хвилеводі, але рішення із вищою частотою також має інший пік, розташований у регулярній частині резонатора, оскільки частота цього рішення перевищує частоту відсічки регулярної частини.

Як можна бачити, при низьких напругах (рис. 4.5а) самоузгоджене поле на виході менше, ніж у «холодному» наближенні, що відповідає збільшенню дифракційної добротності, тоді як при вищих напругах (рис. 4.5 б) самоузгоджене поле на виході вище, що відповідає зменшенню Q_{diff} . Відповідні значення Q_{diff} і частоти мод, які відчувають ефект затягування частоти, наведені в таблицях 4.1 і 4.2 для мод $TE_{22,6}$ і $TE_{21,6}$ відповідно. Як впливає з таблиці 4.1, при напругах нижче 65 кВ дифракційна добротність, розрахована самоузгоджено, перевищує добротність, що знайдено у «холодному» наближенні, що узгоджується з висновком, зробленим вище, який базувався на результатах, показаних на рис. 4.5 а. У той же час при вищих напругах самоузгоджений «гарячий» Q_{diff} нижчий, ніж «холодний» Q_{diff} . Для моди $TE_{21,6}$ «холодний» Q_{diff} становить 945. Три останні рядки в таблицях 4.1 і 4.2 містять інформацію про інші моди з такими ж поперечними, але різними аксіальними структурами.

На рис. 4.6 показано залежність частот моди від прискорювальної напруги. Ця залежність виникає через ефект затягування частоти, який також відомий як навантаження пучка на резонатор. Як видно на рис. 4.6, при нижчих напругах цей ефект трохи сильніший. Щоб пояснити цей ефект, зазначимо, що затягування частоти є зворотним добротності моди. Тому моди з багатьма аксіальними варіаціями, які збуджуються при нижчих напругах через резонансну взаємодію електронів із компонентами зворотної хвилі стоячих мод і, як показано в таблицях 4.1 і 4.2, мають нижчі добротності, демонструють сильніше затягування частоти.

Таблиця 4.1. «гаряча» добротність моди TE_{22,6}

U , кВ	f , ГГц	I_{st} , А	Q_{diff}
45	108.58	21.1	1325
55	107.87	13	1670
65	107.4	9.2	1520
75	107.1	7.2	9200
85	106.82	25.3	945
70	107.8	29.7	3650
80	107.32	16.2	905

Таблиця 4.2. «гаряча» добротність моди TE_{21,6}

U , кВ	f , ГГц	I_{st} , А	Q_{diff}
45	108.58	21.1	1325
55	107.87	13	1670
65	107.4	9.2	1520
75	107.1	7.2	9200
85	106.82	25.3	945
70	107.8	29.7	3650
80	107.32	16.2	905
85	107.19	10.3	855

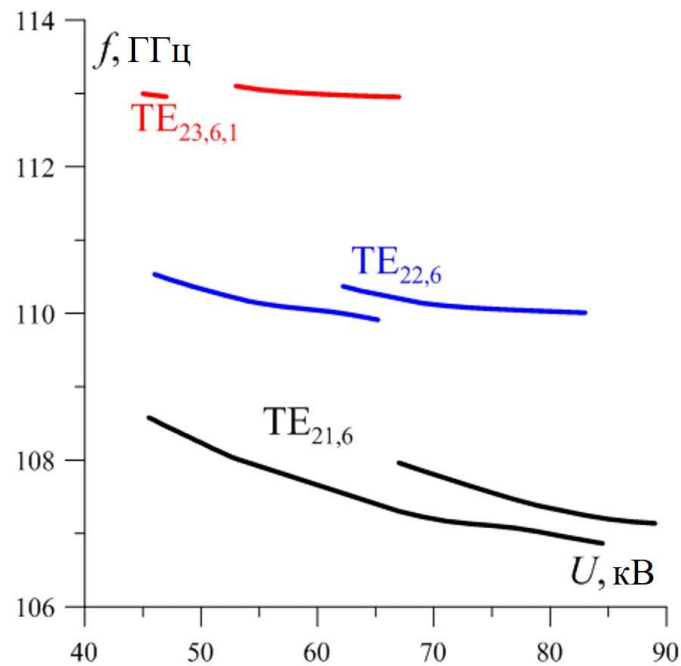


Рисунок 4.6 - Частоти конкуруючих мод як функція прискорювальної напруги

4.2.3 Пускові струми

Пускові струми трьох конкуруючих мод ($TE_{21,6}$, $TE_{22,6}$ і $TE_{23,6}$) показані як функції напруги пучка на рис. 4.7. Ці розрахунки були виконані в припущенні, що відношення орбітальної до аксіальної швидкості (пітч-фактор) $g = v_{\perp 0}/v_{z0}$ змінюється напругою від 0,7 при 40 кВ до 1,4 при номінальній напрузі 90 кВ. Тут на рис. 4.6 а показані пускові струми, розраховані для резонатора, в якому слабо розширена частина замінена прямою ділянкою того ж радіуса, що й регулярна частина (резонатор з довшою регулярною частиною). Цей рисунок

дуже схожий на рисунок, що показує пускові струми, розраховані в «холодному» наближенні для резонаторів з прямими ділянками, за якими слідують конусні секції з досить великим кутом розширення.

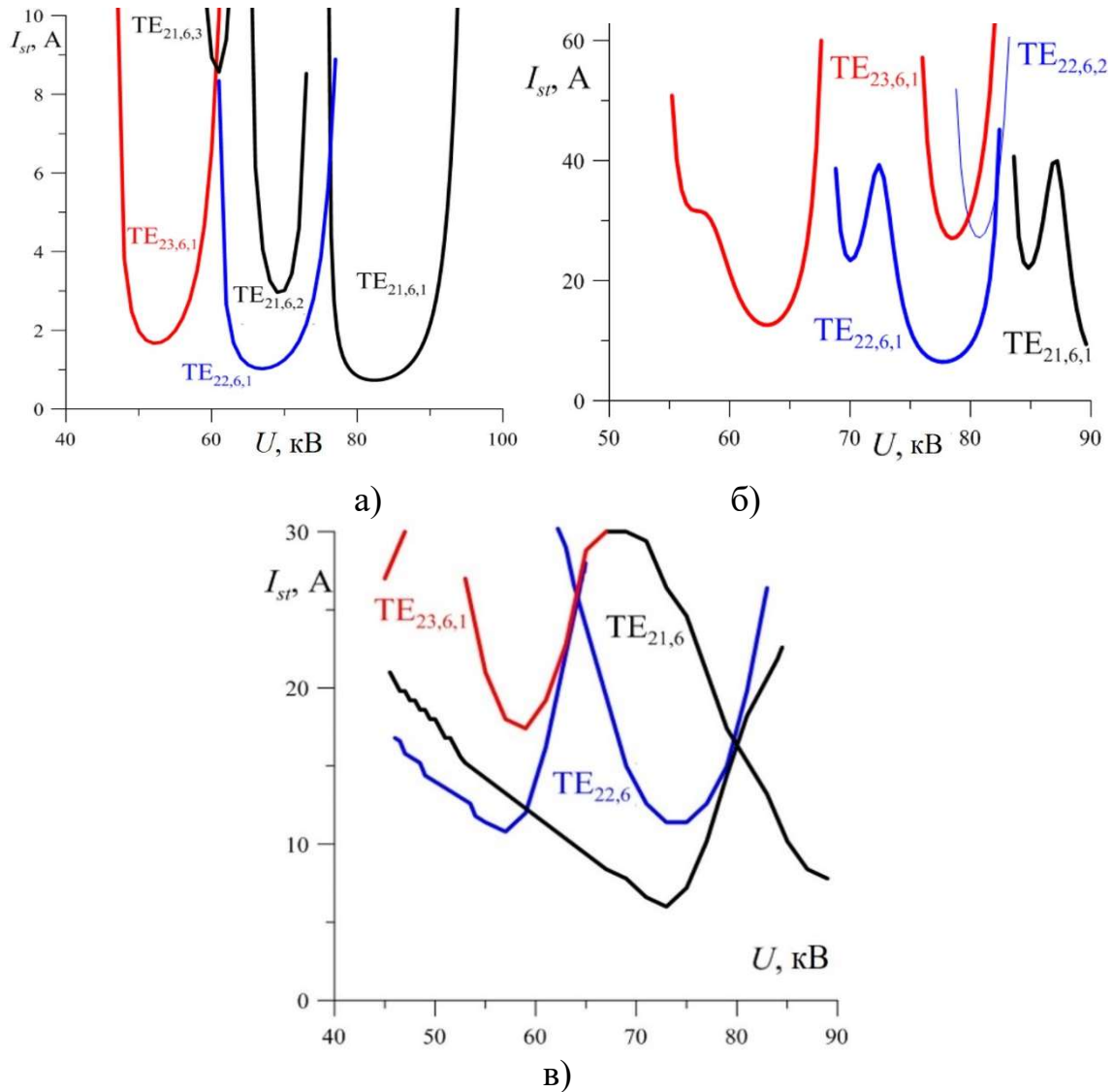


Рисунок 4.7 - Пускові струми як функція прискорювальної напруги для мод $TE_{21,6}$ (чорна), $TE_{22,6}$ (синя) та $TE_{23,6}$ (червона): а) самоузгоджений підхід для резонатора з регулярною частиною 33 мм, б) «холодне» наближення, в) самоузгоджений підхід.

У таких резонаторах при збільшенні напруги (від 48 до 60 кВ) спочатку повинна збуджуватися високочастотна паразитна мода $TE_{23,6,1}$. При напругах понад 60 кВ існує аналогічна область збудження потрібної $TE_{22,6,1}$ -моди. Нарешті, при напругах вище 75 кВ циклотронна частота стає настільки низькою, що при даному магнітному полі 4,38 Т потік може збудити низькочастотну $TE_{21,6,1}$ -моду. Зауважимо, що в цій області напруг бажана $TE_{22,6}$ -мода може продовжувати існувати в режимі жорсткого збудження. Вищі аксіальні моди $TE_{21,6,p}$ не можуть бути збуджені в такому резонаторі, оскільки їхні стартові струми набагато вищі, ніж у основних аксіальних мод $TE_{23,6,1}$ і $TE_{22,6,1}$.

На рис. 4.7 б і 4.7 в показано стартові струми в резонаторі зі слабо скошеним перерізом. Тут рис. 4.7 б показує моди з аксіальними структурами, знайдені в «холодному» наближенні, тоді як рис. 4.7 в показує результати самоузгодженої теорії. Результати, засновані на «холодному» наближенні для резонатора, подібного до експерименту MIT [294], показаного на рис. 4.7 б, подібні до результатів на рис. 4.7 а і також обіцяють традиційну поведінку при запуску. Деяка розбіжність між стартовими струмами, показаними на рис. 4.7а та рис. 4.7б, викликана різницею добротностей (для моди $TE_{23,6,1}$ у резонаторі з довшою регулярною частиною добротність вища приблизно в 5 разів). Звернемо увагу на появу додаткових мінімумів у стартових струмах, показаних на рис. 4.7 б; цей мінімум може бути пов'язаний з модою, пік якої локалізований у слабо скошеній догори ділянці (рис. 4.5).

Результати самоузгоджених розрахунків, наведені на рис. 4.7 в,

демонструють зовсім іншу послідовність подій (вертикальний масштаб на рис. 4.7в відрізняється від масштабу на рис. 4.7 б у 2 рази). Тепер в області самозбудження високочастотної паразитної $TE_{23,6}$ -моди, бажана мода $TE_{22,6}$ і низькочастотна паразитна мода $TE_{21,6}$ мають нижчі стартові струми, ніж у моди $TE_{23,6}$.

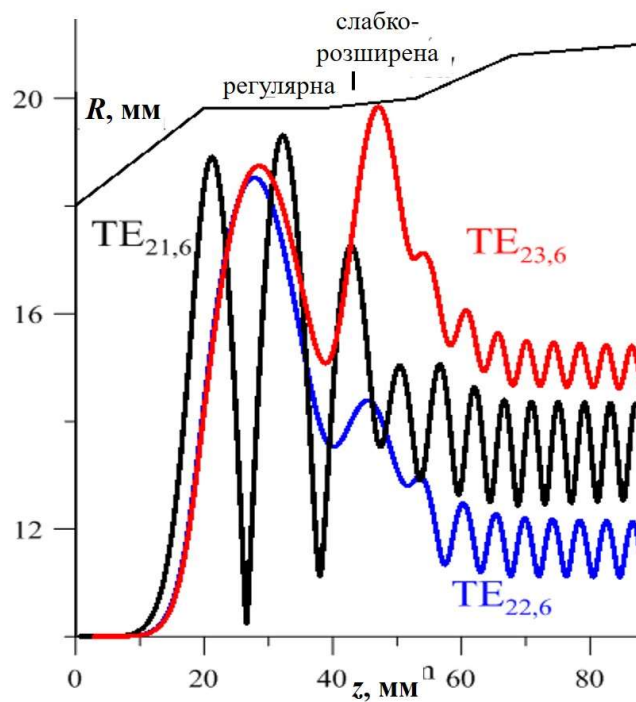


Рисунок 4.8 - Аксіальні структури робочих мод $TE_{21,6}$ (чорна), $TE_{22,6}$ (синя) та $TE_{23,6}$ (червона) при прискорювальній напрузі 55 кВ розраховані за допомогою самоузгоджуваної теорії

Щоб правильно пояснити причину цієї невідповідності, доцільно показати відповідні аксіальні структури конкуруючих мод. На рис. 4.8 ці структури показані як приклад для випадку 55 кВ. Як бачимо,

тут показана червоною лінією високочастотна $TE_{23,6}$ -мода має дві аксіальні варіації, а її другий пік знаходиться в області слабого розширення. Центральна мода $TE_{22,6}$ (показана синьою лінією) має лише одну варіацію, локалізовану у прямому хвилеводі. Низькочастотна мода $TE_{21,6}$, показана чорною лінією, має три варіації, де третя знову розташована в слабкорозширеному хвилеводі. «Дійсно, перший пік цієї моди розташований ближче до катода, ніж перші піки двох інших мод, які можуть сприяти її збудженню». (Це аргумент використано в [294].)

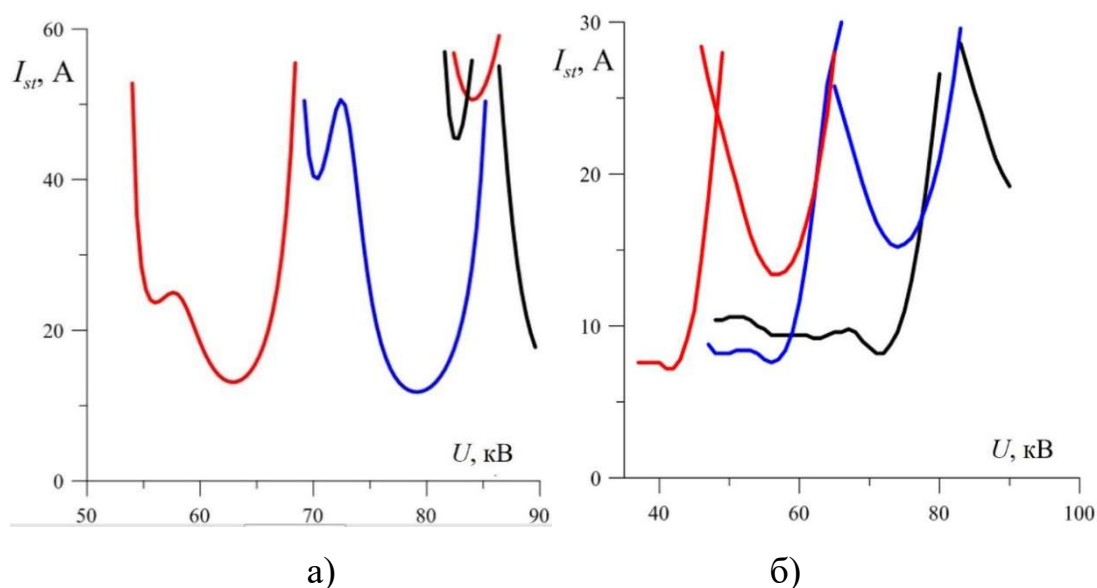


Рисунок 4.9 - Пускові струми як функція прискорювальної напруги для мод $TE_{21,6}$ (чорна), $TE_{22,6}$ (синя) та $TE_{23,6}$ (червона): а) «холодне» наближення, б) самоузгоджений підхід. Різниця з рис. 4.7 полягає у тому, що тут пітч-фактор постійний (не змінюється з напругою).

Результати моделювання для постійного пітч-фактору ($g = 1$)

показані на рис. 4.9. Ці результати якісно досить подібні до результатів, показаних на рис. 4.7 для випадку змінного пітч-фактору: є добре розрізнені та розділені області самозбудження мод у випадку «холодних» профілів та менших пускових струмів мод $TE_{21,6}$ та $TE_{22,6}$ в області збудження високочастотної моди $TE_{23,6}$ при низьких напругах в випадку самоузгоджених розрахунків. Оскільки пітч-фактор при низьких напругах тепер більший, ніж у попередньому випадку, пускові струми при низьких напругах, показаних на рис. 4.9, нижчі, ніж на рис. 4.7.

4.3 Модуляція частоти гіротрона

4.3.1 Залежність вихідних параметрів 460 ГГц гіротрона розробленого для 700 МГц ДПЯ-ЯМР спектроскопії

Як вже зазначалось вище, серед багатьох застосувань високочастотних гіротронів, однією з найважливіших технологій є ЯМР-спектроскопія з підсиленням за допомогою ефекту ДПЯ. Як відомо, ЯМР-спектроскопія є важливим і корисним інструментом для вивчення властивостей матеріалу. Однак найсерйознішою проблемою є його низька чутливість. Цю проблему можна усунути шляхом опромінення високопотужним ТГц випромінюванням в умовах електронного спінового резонансу (ЕСР) і перенесення величезної

намагніченості електронних спинів на ядерні спіни. Таким чином, коефіцієнт підвищення чутливості ЯМР підвищується до 1000 і більше. Однак цей фактор обернено пропорційний частоті ЯМР. Тому він зменшується, коли частота збільшується, та для 700 МГц протонної ДПЯ-ЯМР спектроскопії, потребує методів компенсації. Для того, щоб компенсувати цей негативний ефект, в [78, 79] було запропоновано метод, який потребує наявності двох випромінювань на 460 ГГц: одне з частотною модуляцією поблизу умови ЕСР, а друге із стабільною довготривалою незмінною частотою, що має збільшити кількість електронних спинів, що сприяють ДПЯ. Для протонної ДПЯ-ЯМР спектроскопії 700 МГц, в університеті Фукуї, Японія, було розроблено гіротрон FU CW GVI на частоті 460 ГГц. На рис. 4.10 показано поперечний переріз гіротрону FU CW GVI, який використовувався для експерименту з високошвидкісної частотної модуляції, а в таблиці 4.3 узагальнено його параметри. Як показано на рис. 4.10, гіротрон складається з розбірної лампи, надпровідного «сухого» магніту 10 Тл з охолодженням приблизно до 4,2 К і системи живлення високої напруги для електронної гармати. В гіротроні встановлений внутрішній квазіоптичний перетворювач мод. Таким чином, вихідна потужність може бути виведена гаусовим пучком. Джерела живлення напруги прискорення електронів і анодна напруга є продукцією Spellman і Trek Japan Co. Надпровідним магнітом є магніт 10 Т від JASTEC. Щоб модулювати прискорювальну напругу U_{ac} , корпус гіротрона, включаючи резонатор, систему перетворювача мод і вихідне вікно, відокремлені

ізолюваним фланцем від колектора та електронної гармати, щоб можна було модулювати потенціал корпусу як синусоїдальною, так і трикутною напругою. В результаті енергія електронів пучка, інжектованих в область резонатору, також модулюється синусоїдальною або трикутною формою.

Таблиця 4.3 Параметри 460 ГГц гіротронів

Тип гіротрону	Гіротрон FU CW GVI	Гіротрон FU CW GVIA
Конструкція лампи	розбірна	розбірна
Частота f	460.4 ГГц	459-461 ГГц
ширина модуляції частоти δf	200 МГц	-----
Перестроювання частоти Δf	-----	1.5 ГГц
вихідна потужність P	>30 Вт	>20 Вт
прискорювальна напруга U_{ac}	20 кВ	20 кВ
струм пучка I_b	400 мА	400 мА
пітч-фактор g	1.2	1.2
діаметр резонатору d_c	5.098 мм	5.098 мм
довжина резонатору L_c	15 мм	20 мм
робоча мода	TE _{8,5}	TE _{8,5}
тип магніту	SCM 10 Тл	SCM 10 Тл
магнітне поле в резонаторі B_c	8.55 Тл	8.55 Тл
тип електронної гармати	тріодна МІГ	тріодна МІГ
магнітне поле в області гармати B_1	0.2 Тл (макс.)	0.2 Тл (макс.)
режим роботи	імпульсний та постійний	імпульсний та постійний

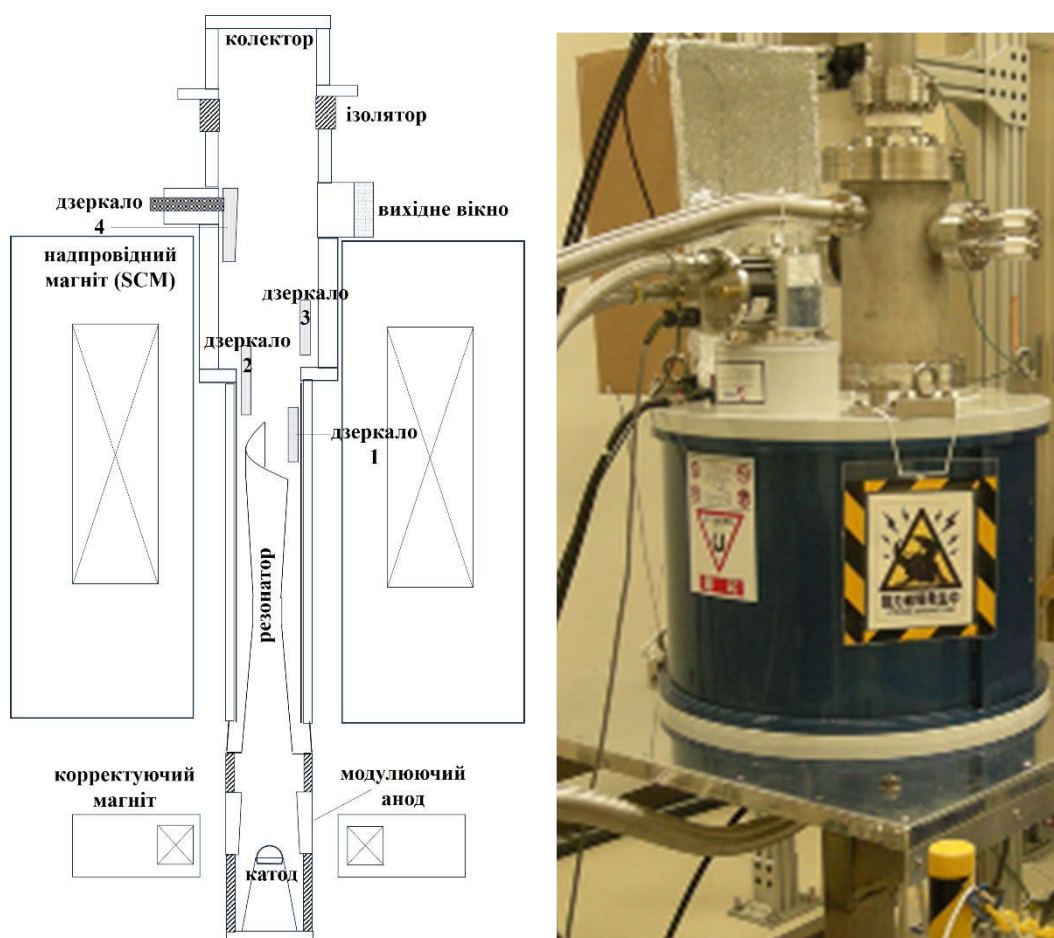


Рисунок 4.10 - Схема та фото гіротрону CW GVI (GO-I), що встановлено в Університеті Осаки, Institute of protein research для 700 МГц ДПЯ-ЯМР спектроскопії

Перш за все, при проведенні експериментального дослідження, було перевірено чи дійсно гіротрон працює на моді резонатора $TE_{8,5}$ на 460,4 ГГц. Вимірювання вихідної частоти було здійснено за допомогою гетеродинної системи, яка складається з генератора аналогових сигналів 0.1-40 ГГц Agilent (E8257D), аналізатора спектру Agilent (CSA NT996A) і гармонічного змішувача діода Virginia (WR-2.2EHM). Вихідна потужність гіротрона FU CW GVI вимірюється за допомогою

піроелектричного детектора з переривачем. Таблиця 4.4 і рис. 4.11 демонструють перші результати вимірювань і розрахунків.

Таблиця 4.4 Частота відсічки, резонансне циклотронне поле, магнітне поле при експериментально отриманій генерації, структурний фактор і розрахунковий мінімальний пусковий струм.

мода	частота відсічки, ГГц	резонансне магнітне поле, Тл	експ. магнітне поле, Тл	структурний фактор	стартовий струм, мА
TE _{1,8}	455.08	8.38	8.33-8.38	0.007	45
TE _{8,5}	460.25	8.475	8.44-8.47	0.007	47
TE _{11,4}	468.13	8.62	8.6-8.62	0.007	44
TE _{4,3}	237.39	8.743	8.63-8.71	0.022	16
TE _{11,1}	240.1	8.843	---	0	>300
TE _{7,2}	247.08	8.916	8.8-8.93	0.001	170
TE _{2,4}	246.53	9.08	8.93-9.1	0.011	30
TE _{0,4}	249.4	9.186	9.1-9.18	0.011	28

Розрахунки були проведені з використанням самоузгодженої теорії, що описано в попередньому підрозділі без розкиду швидкостей та відбиття (зазвичай в гіротроні з квазіоптичним конвертором мод, відбиття від вихідного вікна або навантаження збуджує моду з протилежним напрямком обертання). Точність вимірювання магнітного поля, заявленого виробником магніту, знаходиться в межах ± 1 відсотка.

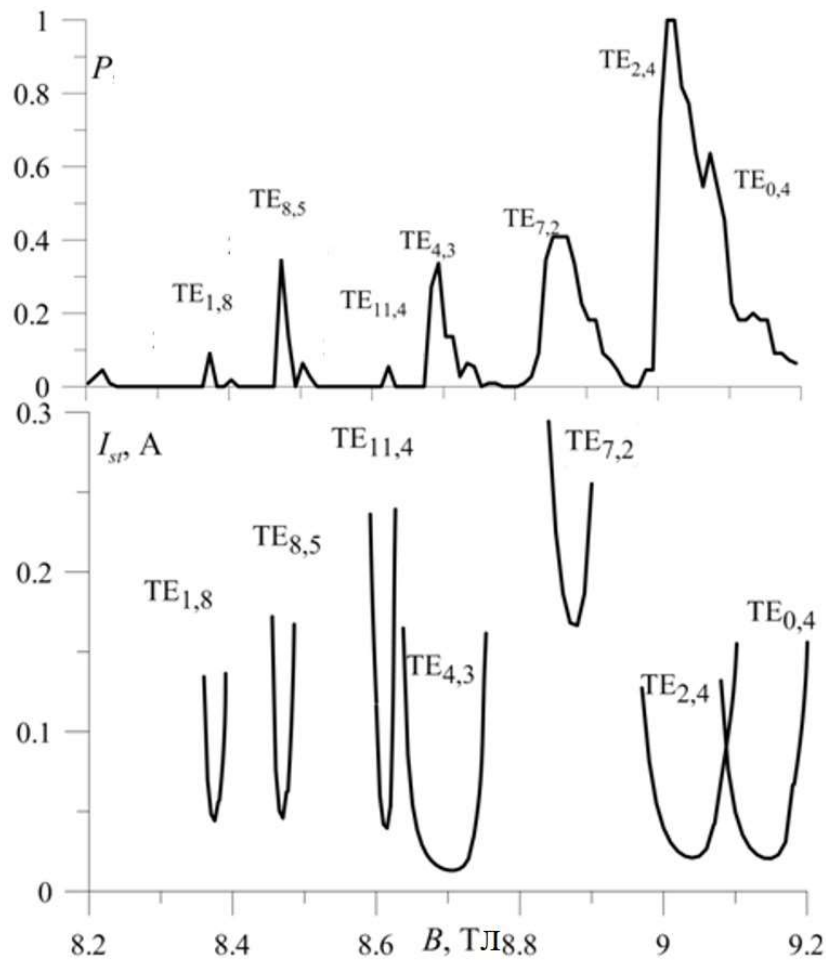


Рисунок 4.11 - Вихідна потужність (верхня) виміряна піроелектричним детектором, і розрахований пусковий струм (нижня) як функція магнітного поля B . При розрахунках $R_e=0.934$ мм, $g=1.4$

Узгодження між вимірними та обчисленими результатами є досить добрим, якщо змістити величину магнітного поля на $-0,27$ відсотка від результату вимірювання. Більш високі піки, які видно з правого боку, відповідають генерації мод першої ЦГ $TE_{4,3}$, $TE_{7,2}$, $TE_{2,4}$ і $TE_{0,4}$. Останній пік включає дві моди $TE_{4,2}$ (збуджені в нижчому

магнітному полі) і $TE_{0,2}$. Інші три нижні піки відповідають генерації мод другої ЦГ $TE_{1,8}$, $TE_{8,5}$ і $TE_{11,4}$. Мода $TE_{8,5}$, генерацію на якій обуло спроектовано гіротрон, спостерігається при трохи меншій напруженості поля ніж 8.5 Тл. Умови роботи гіротрона наступні; прискорювальна напруга U_{ac} : 16 кВ, анодна напруга U_{an} : 9 кВ і струм електронного пучка I_b : приблизно 220 мА.

На наступному кроці було виміряно абсолютну вихідну потужність за допомогою водяного навантаження. Вимірювання виконується на кінці хвилеводної системи. Вона складається з конусного хвилеводу для перетворення вихідного потужного променя з вікна в моду кругового хвилеводу, чотирьох прямих круглих хвилеводів і трьох кутових поворотів. Потужність втрат під час передачі через чотири прямі хвилеводи та три повороти було виміряно і становила близько 4 дБ. Таким чином, вихідна потужність у вікні перевищує результати вимірювань, наведені на рис.4.11 більш ніж у два рази. Також на рис.4.12 показано вплив на потужність прискорювальної напруги U_{ac} . Видно, що магнітне поле, що відповідає піковій потужності, зсувається до вищого значення зі збільшенням U_{ac} . тому що частота другої ЦГ $2f_c$ змінюється залежно від напруги в результаті релятивістського ефекту за формулою $2f_c = 2f_{c0} / (1 + U_{ac}/511)$, де f_{c0} – частота електронного циклотронного частоти при $U_{ac} = 0$, U_{ac} – напруга прискорення електронів пучка, виражена в кВ. Тому зсув циклотронної частоти $\Delta f_c = f_c - f_{c0} \approx -f_{c0} U_{ac} / 511$.

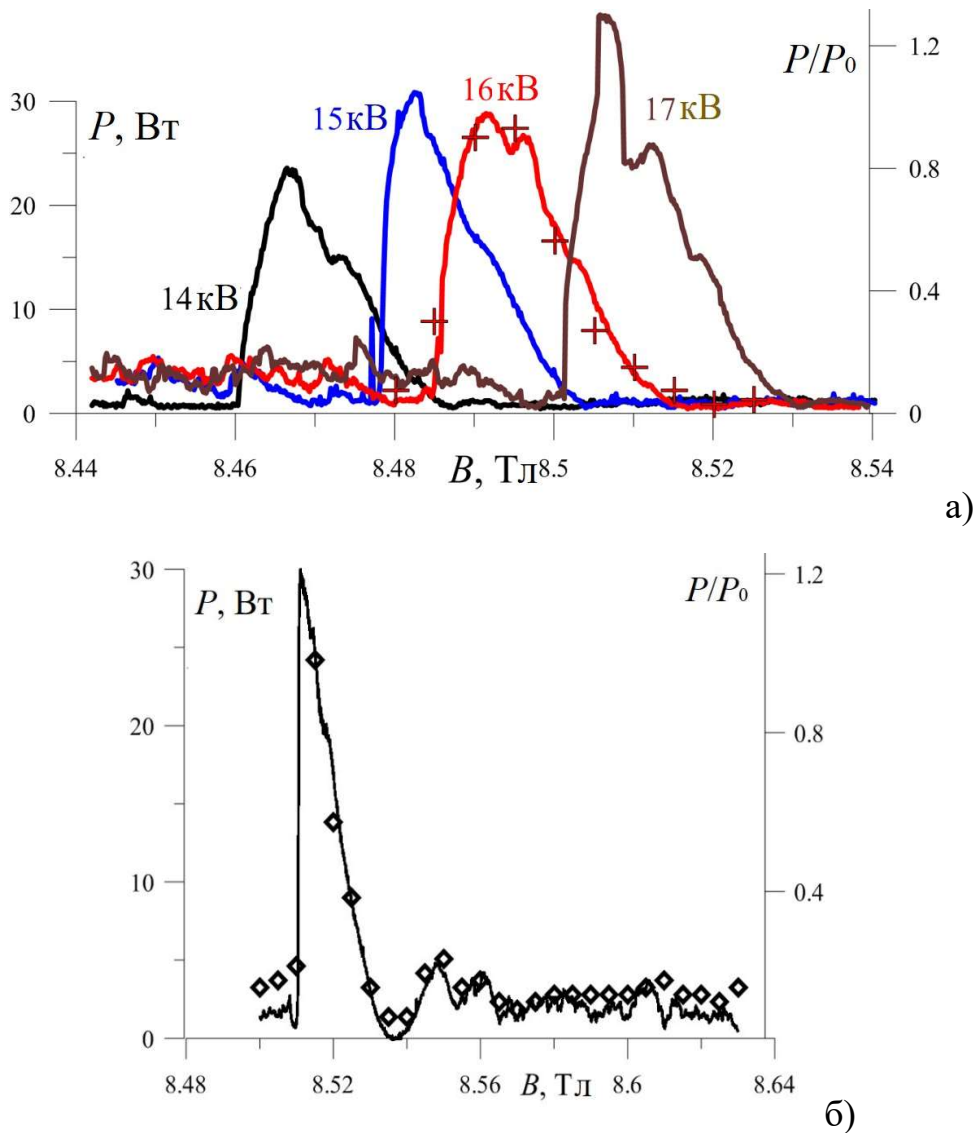


Рисунок 4.12 - Експериментальна вихідна потужність як функція магнітного поля B . а) Гіротрон FU CW GVI при кількох прискорювальних напругах; б) Гіротрон FU CW GVIA при $U_{ac} = 19$ кВ. Квадрати - дані виміряні водним навантаженням.

Найбільша виміряна потужність становить близько 30 Вт у постійному режимі (CW). Це означає, що потужність відразу за вікном перевищує 60 Вт. Крім того, діапазон поля, де вихідна потужність

перевищує 5 Вт, досить широкий. Таким чином, ми можемо очікувати, що діапазон перестроювання частоти буде досить широким і легко регулювати частоту гіротрона в оптимальних умовах для спектроскопії ДПЯ-ЯМР, лише регулюючи інтенсивність поля B або напругу прискорення U_{ac} . Діаграми випромінювання з вікна гіротрона FU CW GVIA вимірюються в кількох точках на передній частині вікна за допомогою полімерного листа та інфрачервоної камери.

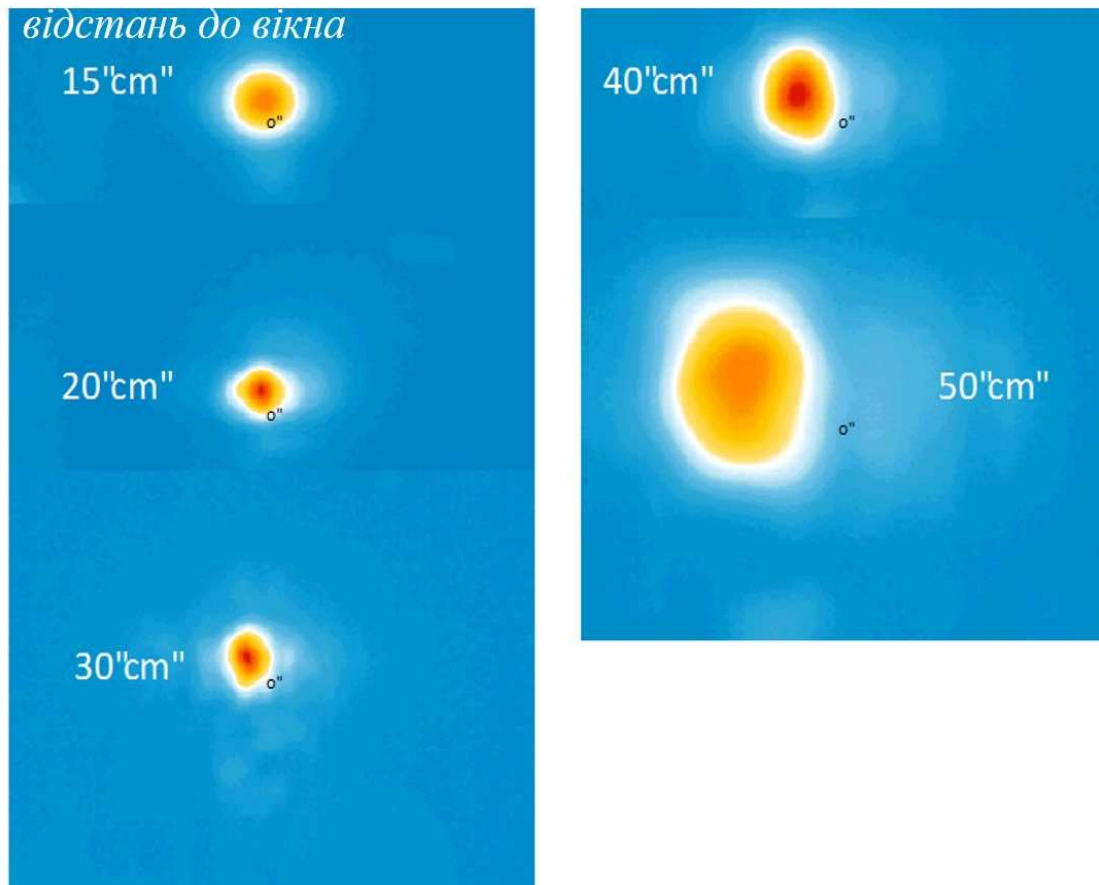


Рисунок 4.13 - Діаграми випромінювання при різних відстанях від вихідного вікна виміряні як підвищення температури полімерної пластини

Розподіл інтенсивності випромінювання вимірюється як підвищення температури на полімерному листі, опромінену випромінюванням з вікна. Рис. 4.13 показує закономірності підвищення температури з відстанню між поверхнею вікна та поверхнею полімеру як параметр. Форма діаграми вказує на те, що випромінюваний промінь схожий на Гаусов пучок. Розташування інфрачервоної камери фіксується на відстані від вікна 70 см.

Для кожної діаграми виправлено масштаб, враховуючи різницю у відстані між камерою та полімерним листом. У цьому випадку також напрямок випромінювання не є точно перпендикулярним до поверхні вікна, оскільки візерунок рухається вліво, коли він поширюється. Однак кут поширення у вертикальному напрямку досить малий, менше 1 градуса. Таке невелике відхилення в куті розповсюдження може бути скориговано спеціальною конструкцією квазіоптичної системи передачі, яка буде забезпечуватися Bridge 12 Technology Inc.

Результати розрахунку та вимірювань вихідної частоти наведено на рис. 4.14 для першої аксіальної моди $q=1$ з максимальною вихідною потужністю. Діапазон частотного перестроювання цієї моди менший за більш високі аксіальні моди, але завдяки максимальній потужності, в подальшому, в цьому режимі планується проводити режим стабілізації та модуляції.

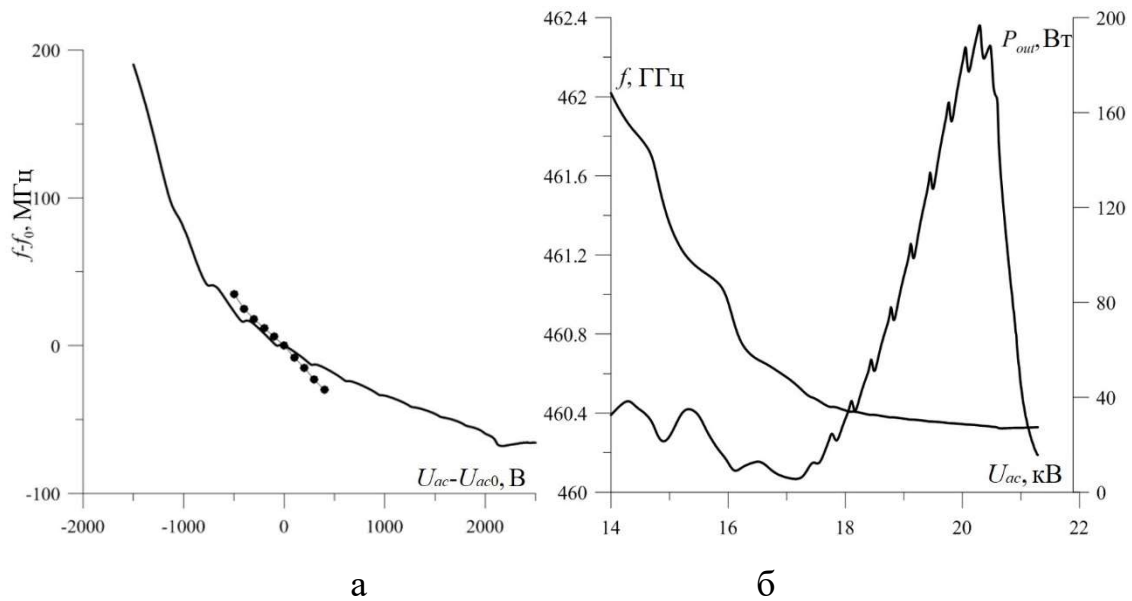


Рисунок 4.14 - а) Залежність зсуву частоти від прискорювальної напруги (точки – експериментальні дані, суцільна лінія – теорія, $U_{ac0}=19.2$ кВ, $f_0=460.37$ ГГц); б) результати розрахунку

На рис. 4.15 а вихідні параметри показані для декількох значень анодної напруги (пітч-фактора) та для двох значень радіуса резонатора R , оскільки в експериментах спостерігалась різка зміна частоти у разі недостатнього охолодження резонатора, особливо на початку роботи гіротрона. Як показано на рис. 4.16, це було викликано зміною температури, що призводить до теплового розширення резонатори. У наших міркуваннях ми припускаємо приблизно рівномірне збільшення радіуса резонатору з температурою (більш строгий аналіз вказує також на зміну профілю, а отже і дифракційної добротності [246]). Той самий ефект можна побачити також на рис. 4.17 а, де ручна зміна анодної напруги призводить до ступінчастої зміни як потужності, так і частоти:

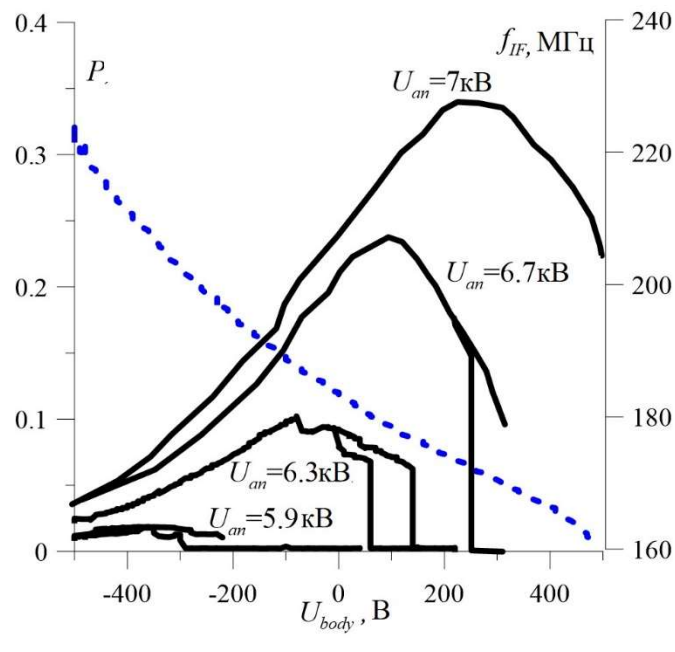
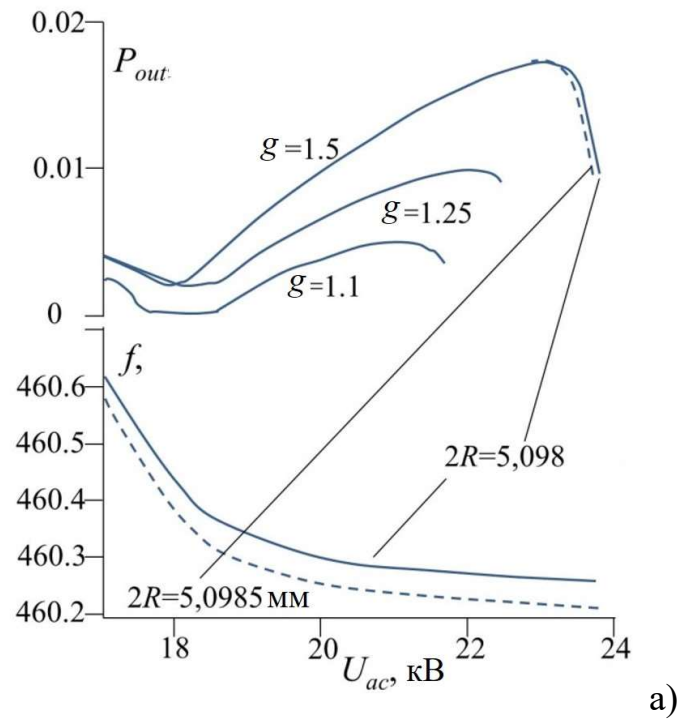


Рисунок 4.15 - а) Результати розрахунку частоти та вихідної потужності в залежності від прискорювальної напруги прискорення для різних анодних напруг (pitch factor), струму та радіуса резонатора;
б) експериментальні результати при $U_{ac0}=15$ кВ

після збільшення анодної напруги для збільшення потужності (рис. 4.17 а), супутнє збільшення частоти частково компенсується через розширення резонатора.

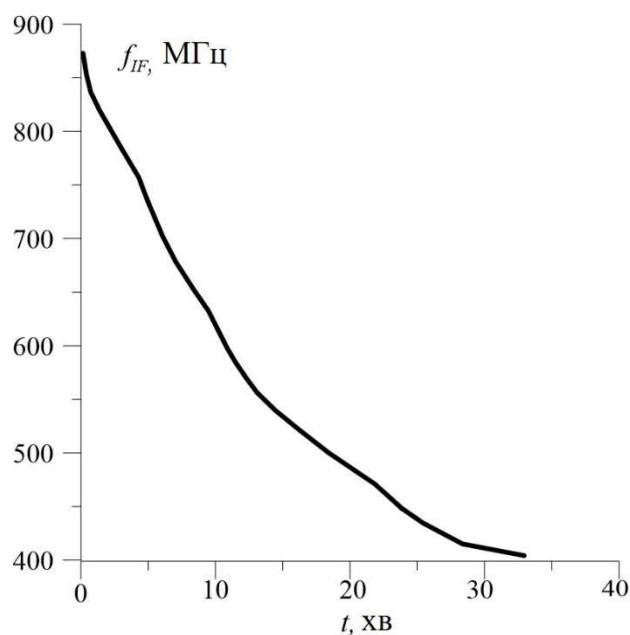


Рисунок 4.16 - Зниження частоти з часом за рахунок теплового розширення (викликане недостатнім охолодженням резонатора)

Протилежна компенсація відбувається при зниженні анодної напруги. Аналогічно, збільшення U_c для зниження частоти (рис. 4.17 б) супроводжує збільшення потужності; результуюче розширення резонатора сприяє бажаному падінню частоти (і навпаки). Таким чином, ефект теплового розширення резонатора працює у взаємодії з бажаним керуванням.

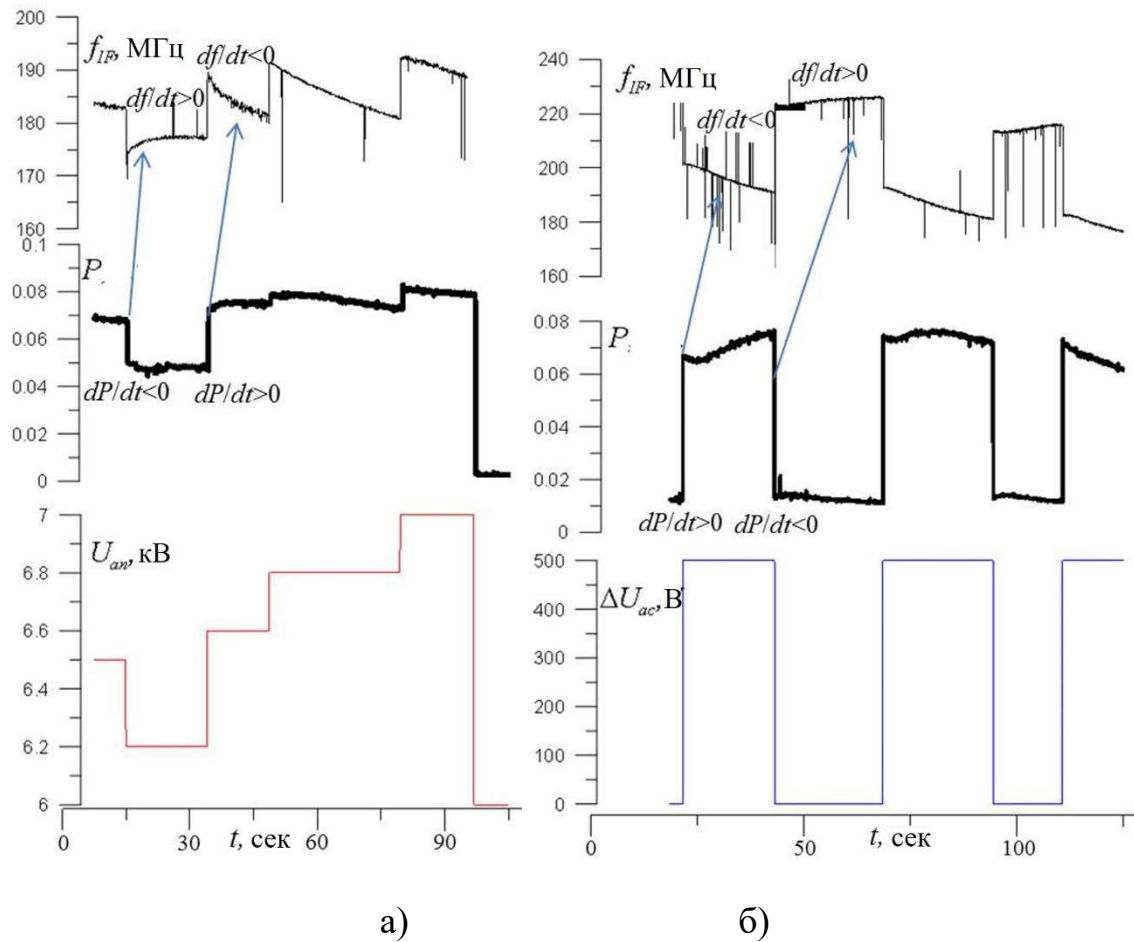


Рисунок 4.17 - Зміна частоти та потужності з часом після ручної зміни

а) анодної напруги; б) напруга прискорення

4.3.2 Модуляція частоти гіротрона

Зсув вихідної частоти зі зміною напруги прискорення U_{ac} , описаний у попередньому підрозділі, підтверджується в усталеному стані. Якщо U_{ac} змінюватиметься на високій швидкості до кількох кГц або кількох десятків кГц, очікується, що відбудеться високошвидкісна модуляція частоти.

В експерименті було застосовано високочастотну синусоїдальну модуляцію U_{ac} на корпусі гіротронної лампи, включаючи область резонатору та систему перетворення мод, щоб підтвердити, чи можна досягти високошвидкісної модуляції частоти. На рис. 4.18 показані частотні спектри, коли напруга прискорення модулюється в синусоїдальному режимі зі швидкістю модуляції $f_m=10$ кГц.

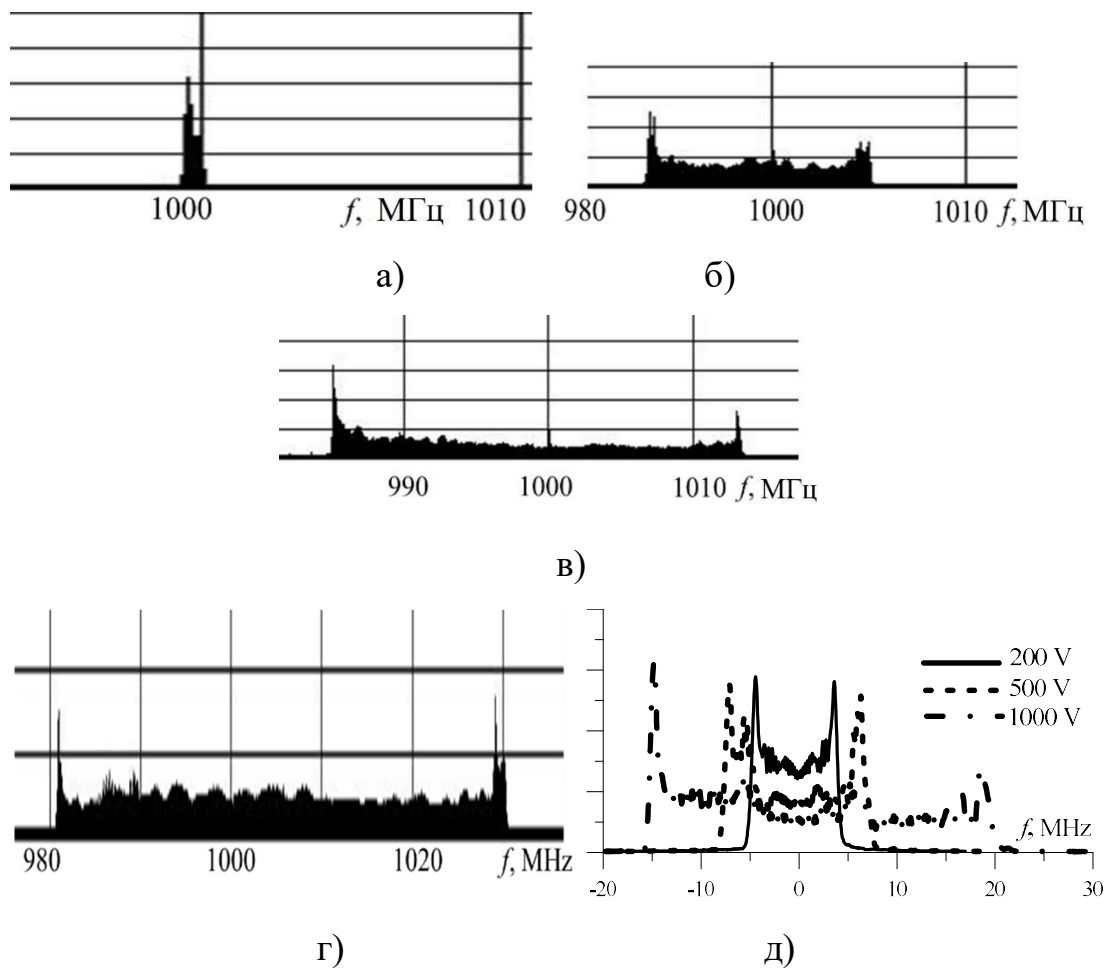


Рисунок 4.18 - Частотний спектр при різних амплітудах модуляції прискорювальної напруги. а) $\Delta U_{ac}=0$; б) $\Delta U_{ac}=200$ В; в) $\Delta U_{ac}=500$ В; г) $\Delta U_{ac}=1000$ В; д) результати розрахунків. $U_{ac0}=19.2$ кВ,

$$f_0=460.37 \text{ ГГц}$$

На рис. 4.18 а показано спостережуваний частотний спектр без модуляції напруги прискорення (напруга від піку до піку $\Delta U_{ac} = 0$). Ширина половинного значення Δf_0 становить близько 0,5 МГц. На рис. 4.18 б-г показані частотні спектри при модуляції прискорювальної напруги з різними значеннями ΔU_{ac} ($\Delta U_{ac} = 200-1000$ В). На цьому рисунку видно типову форму частотного спектру при синусоїдальній модуляції. Ширина половинного значення для $\Delta U_{ac} = 1000$ В збільшилася до $df = \Delta f - \Delta f_0 \cong 50$ МГц. Теоретично отримані спектри з використанням квазістатичного наближення показані на рис. 4.18 д. Теоретична ширина спектру менша порівняно з експериментальними результатами (для $\Delta U_{ac} = 1000$ В, $df_{theor} \approx 38$ МГц і $df_{exper} \approx 50$ МГц) і узгоджується з меншим нахилом для теоретичних результатів на рис. 4.13 а.

На наступному етапі було спостережена висока швидкість зміни частоти при модуляції прискорювальної напруги. На рис. 4.19 а і б показано зміну частоти як для синусоїдальної, так і для трикутної модуляції напруги прискорення. Як видно на рисунках, форма частотної модуляції є близькою до модуляції напруги (синусоїдна та трикутна). На рис. 4.20 а і б наведено відповідні частотні спектри. Ширина частотного спектру df , що спостерігається на рис. 4.20 а і б, добре узгоджується з розмахом частоти δf , що спостерігається на рис. 4.19 а і б. Ці результати підтверджують, що ширина частотного спектру є повною мірою варіації частоти, показаної на рис. 4.19 а і б.

Основною причиною нерівномірності спектра є залежність

потужності від прискорювальної напруги (рис. 4.13 б). У цьому випадку модуляція напруги викликає також модуляцію потужності, яка показана на рис. 4.21. Можна побачити, що модуляція потужності становить близько 20%.

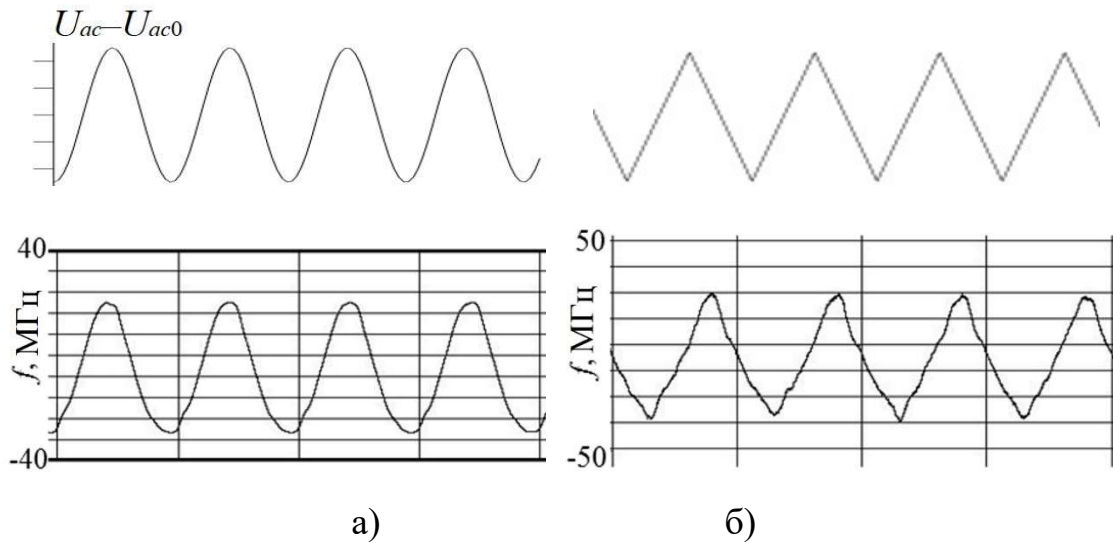


Рисунок 4.19 - Часова залежність частоти при $f_m=5$ кГц, $\Delta U_{ac} = 1$ кВ а) синусоїдальна ; б) трикутна

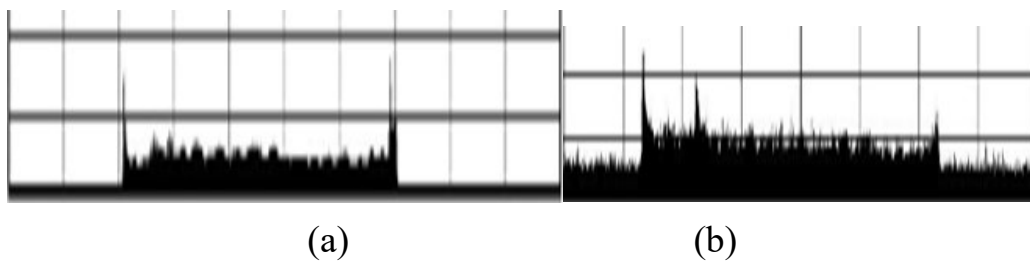


Рисунок 4.20 - Частотний спектр. $f_m=10$ кГц, $\Delta U_{ac}=1$ кВ
а) синусоїдальна ; б) трикутна. 10 МГц/под

Змінюючи ΔU_{ac} було виміряно ширину частотних спектрів як амплітуду модуляції δf . Результат показано на рис. 4.23, де

спостережуване δf зображено як функцію амплітуди модуляції прискорювальної напруги ΔU_{ac} . Модуляція напруги прискорення ΔU_{ac} є синусоїдальною при $f_m = 300$ Гц. На цьому рисунку видно, що амплітуда δf з майже лінійно пропорційна ΔU_{ac} .

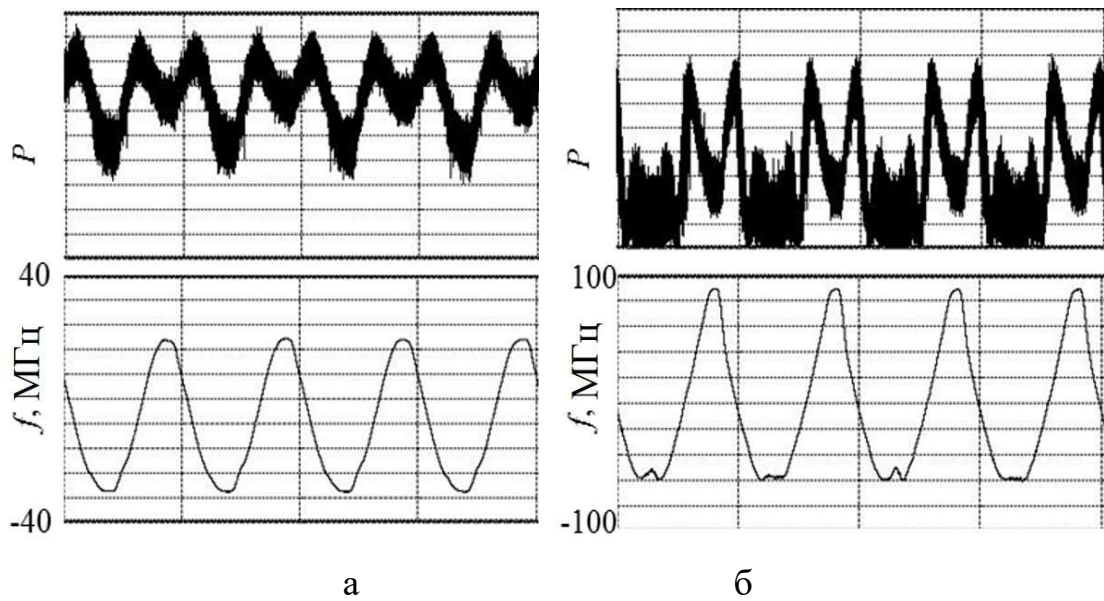


Рисунок 4.21 - Модуляція частоти та потужності при синусоїдальній модуляції прискорювальної напруги. Робоча частота гіротрона $f_0 = 460.3$ ГГц. Горизонтальна вісь 0.2 мс/под, $f_m = 5$ кГц. Амплітуда модульованої напруги прискорення: 1000 В.

а) $U_{ac0} = 19.25$ кВ; б) $U_{ac0} = 17.75$ кВ

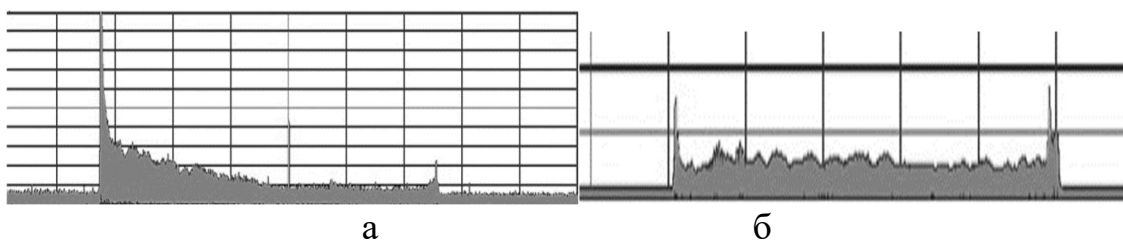


Рисунок 4.22 – Спектри генерації, що відповідають модуляції на рис.

Суцільна лінія є результатом оцінки δf від ΔU_{ac} з використанням розрахунку за самоузгодженою теорією, припускаючи, що магнітне поле $B = 8,5$ Тл, що на 0,3 відсотка нижче, ніж встановлене значення B , враховуючи похибку вимірювання, виправлену нашим попереднім експериментом результатом. Результат оцінки досить добре збігається з результатом спостереження. Нахил розрахункової лінії $\delta f / \Delta U_{ac}$ становить приблизно 0,05 МГц/В. Цей нахил набагато менший, ніж нахил циклотронної частоти від прискорювальної напруги, $\delta f_c / \Delta U_{ac} = -2f_{c0} / 511$, що становить приблизно 0,9 МГц/В. Тут параметри прийняті як $B = 8,5$ Тл, де $f_{c0} = 238$ ГГц. Це зменшення нахилу спостережуваного значення $\delta f_c / \Delta U_{ac}$ є результатом ефекту стабілізації частоти резонатора з високою добротністю Q . Ця ж особливість також спостерігається в нашому минулому експерименті з частотної модуляції за допомогою гіротрону FU II [302].

Так як описаний в [78] метод підвищення чутливості ДПЯ-ЯМР вимагає модуляції 10 кГц та вище, було досліджено залежність ширини частотної модуляції від частоти (швидкості) модуляції. На рис. 4.23 показана ширина половинного значення частотного спектру df як функція частоти модуляції f_m з амплітудою модуляції ΔU_{ac} напруги прискорення як параметра. Також на цьому рисунку є специфікація підсилювача TREK 2210, який використовувався як джерело напруги модуляції.

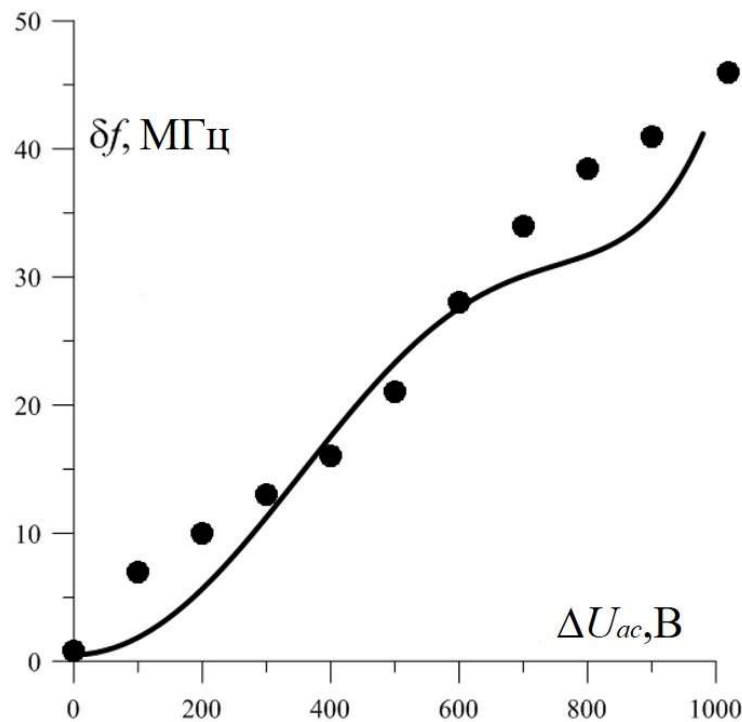


Рисунок 4.23 - Частотна модуляція як функція модуляції напруги прискорення

На цьому рисунку зазвичай видно, що ширина частотного спектру ($df = \Delta f - \Delta f_0$) збільшується з амплітудою модуляції напруги прискорення ΔU_{ac} і швидко зменшується з частотою модуляції f_m , коли вона перевищує 30 кГц. Це відповідає специфікації підсилювача, якщо врахувати, що виміряна ємність корпусу гіротрона відносно землі становила $C = 390$ пФ. Остання особливість означає, що гіротрон не міг слідувати настільки високій швидкості модуляції f_m понад 30 кГц. Крім того, критерій для f_m може залежати від характеристик гіротрона, головним чином від добротності Q резонатора. Але оскільки перехідні процеси в гіротроні зазвичай короткі, єдиним обмеженням на значення f_m є підсилювач та ємність конструкції гіротрону.

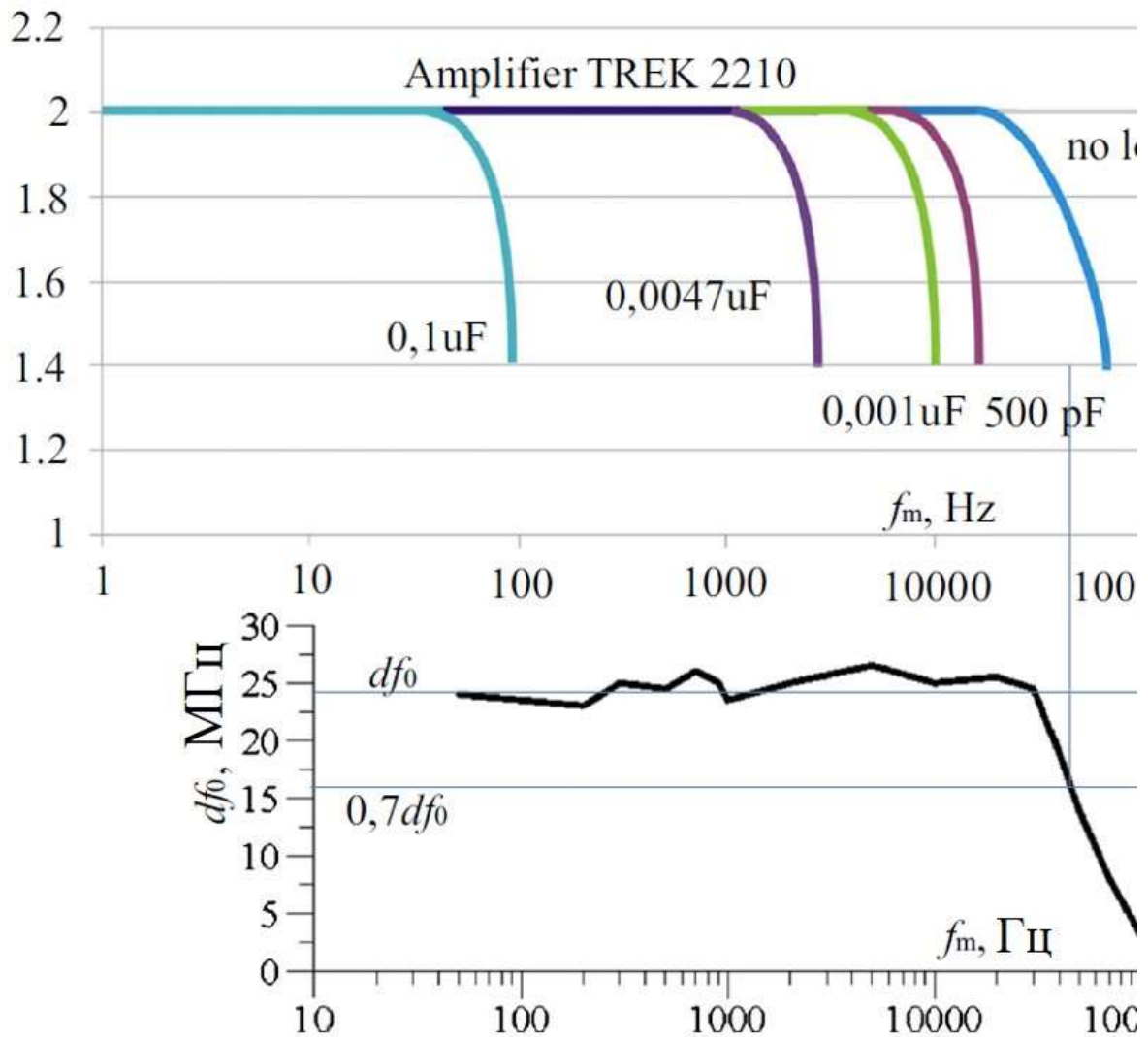


Рисунок 4.24 – Характеристики використаного підсилювача високої напруги (при різних ємностях навантаження) та відповідна ширина половинного значення частотного спектру df як функція частоти модуляції f_m прискорювальної напруги при $\Delta U_{ac}=300$ В

4.4 Стабілізація частоти та вихідної потужності гіротрона

4.4.1 Схема стабілізації вихідних параметрів гіротрона

У сталому режимі одночастотної роботи потужність і частота гіротрона в певному діапазоні (далеко від петлі гістерезису) є однозначними функціями багатьох параметрів, включаючи контрольовані (Y) і неконтрольовані та невідомі (X):

$$P = P(Y_1, Y_2, \dots, X_1, X_2, \dots), \quad f = f(Y_1, Y_2, \dots, X_1, X_2, \dots), \quad (4.8)$$

Контрольованими параметрами є U_{an}, U_{ac}, I_h, B_0 , тощо, де U_{an} – анодна напруга (в тріодній гарматі потенціал між анодом та катодом), U_{ac} – прискорювальна напруга (між катодом та резонатором), I_h – струм розжарювання, B_0 – магнітне поле в резонаторі. Щоб забезпечити одночасну стабілізацію як потужності, так і частоти, використано ПІД-схему [303], яка компенсує зміни вихідних параметрів шляхом зміни кількох контрольованих параметрів:

$$u(t) = k_p e(t) + k_i \int_0^t e(\tau) d\tau + k_d \frac{de(t)}{dt} \quad (4.9)$$

$$e(t) = P_{set}(t) - P(t)$$

Де похибку потужності та частоти стабілізується за допомогою прискорювальної та анодної напруг, а також струмом розжарювання:

$$\Delta P = \frac{\partial P}{\partial U_{an}} \Delta U_{an} + \frac{\partial P}{\partial U_{ac}} \Delta U_{ac} + \frac{\partial P}{\partial I_h} \Delta I_h + \sum_i \frac{\partial P}{\partial X_i} \Delta X_i \approx 0,$$

$$\Delta f = \frac{\partial f}{\partial U_{an}} \Delta U_{an} + \frac{\partial f}{\partial U_{ac}} \Delta U_{ac} + \frac{\partial f}{\partial I_h} \Delta I_h + \sum_i \frac{\partial f}{\partial X_i} \Delta X_i \approx 0. \quad (4.10)$$

На рис. 4.12, 4.14, 4.16 та 4.17 показано залежності потужності та частоти від анодної та прискорювальної напруг для 460 ГГц гіротрона FU CW GVI. Оскільки пітч-фактор g (співвідношення швидкостей) зростає разом із анодною напругою, тоді як циклотронна частота зменшується разом із прискорювальною напругою, зазвичай виконуються такі умови [304]:

$$\frac{\partial f}{\partial U_{ac}} < 0, \quad \frac{\partial P}{\partial U_{an}} > 0. \quad (4.11)$$

Це було використано в попередніх експериментах для стабілізації вихідної потужності та частоти окремо [305]. Аналіз показав, що для надійної та одночасної стабілізації потужності та частоти також необхідно виконати наступні додаткові умови:

$$\frac{\partial P}{\partial U_{ac}} > 0, \quad \frac{\partial f}{\partial U_{an}} > 0. \quad (4.12)$$

З рис. 4.12-4.17 випливає, що ці умови дійсно виконуються в певному діапазоні. Таким чином, тут реалізується стабілізація частоти зворотним зв'язком по U_{ac} , а потужності - зворотним зв'язком U_{an} . Слід зазначити, що коли умови в рівнянні (4.11) задовольняються, обидві схеми стабілізації можуть бути реалізовані незалежно, оскільки вони не

заважають одна одній та навіть управління подвійним зворотним зв'язком працює спільно. З рис. 4.12-4.17 і рівняння (4.10)- (4.12) видно, що при одночасній стабілізації потужності й частоти заважаючий фактор має бути меншим, ніж у разі стабілізації лише одного параметра (частоти чи амплітуди). Наприклад, щоб контролювати частоту до значно вищого значення, потрібне значне зменшення прискорювальної напруги, що збуджує вищі аксіальні моди з меншою потужністю. Таким чином, це може призвести до значно низької вихідної потужності, яку часто важко відновити. Однак, якщо вихідна потужність контролюється одночасно, вищезгадане зниження потужності буде компенсовано збільшенням U_{an} , а супутнє збільшення частоти (рис. 4.16 і рівняння (4.12)) допомагає уникнути насамперед надмірному падінню прискорювальної напруги. Подібним чином збільшення потужності за рахунок збільшення U_{an} спричиняє супутнє збільшення частоти, але це можна компенсувати збільшенням U_{ac} , а супутнє збільшення потужності (рис. 4.16) допомагає в першу чергу уникнути надмірного збільшення анодної напруги U_{an} задля уникнення появи відбитих електронів від магнітної пастки.

На рис. 4.15 а вихідні параметри показані для двох значень радіуса резонатора R , оскільки в експериментах ми спостерігали різку зміну частоти при недостатньому охолодженні резонатора, особливо на початку роботи гіротрона. Як показано на рис. 4.15, це було викликано зміною температури, що призводить до теплового розширення резонатора. Ми припускаємо приблизно рівномірне збільшення радіуса

резонатору з температурою. Той самий ефект можна побачити також на рис. 4.14 а, де ручна зміна анодної напруги призводить до ступінчастої зміни як потужності, так і частоти: після збільшення анодної напруги для збільшення потужності (рис. 4.14 а), супутнє збільшення частоти частково компенсується через розширення резонатору. Протилежна компенсація відбувається при зниженні анодної напруги. Аналогічно, збільшення U_{ac} для зниження частоти (рис. 4.14 б) супроводжує збільшення потужності; результуюче розширення резонатора сприяє бажаному падінню частоти (і навпаки). Таким чином, ефект теплового розширення резонатору працює у взаємодії з бажаним керуванням

Як описано вище, можна досягти одночасної стабілізації як частоти, так і амплітуди, оскільки контрольовані параметри зворотного зв'язку, а саме U_{ac} або потенціал корпусу для стабілізації частоти та U_{an} для стабілізації амплітуди, поводяться спільно. Крім того, гіротрон, який добре реагує на частотну модуляцію, також добре підходить для стабілізації частоти. Для експерименту зі стабілізацією частоти резонатор (корпус) ізолюють від колектора, а між ними подають напругу зворотного зв'язку. Виміряна проміжна частота ПЧ порівнюється із заданим значенням і на корпус гіротрона подається напруга зворотного зв'язку, визначена алгоритмом ПД (4.9) (рис. 4.25). Сигнал від детекторного діода, пропорційний вихідній потужності, використовується для зворотного зв'язку по анодній напрузі.

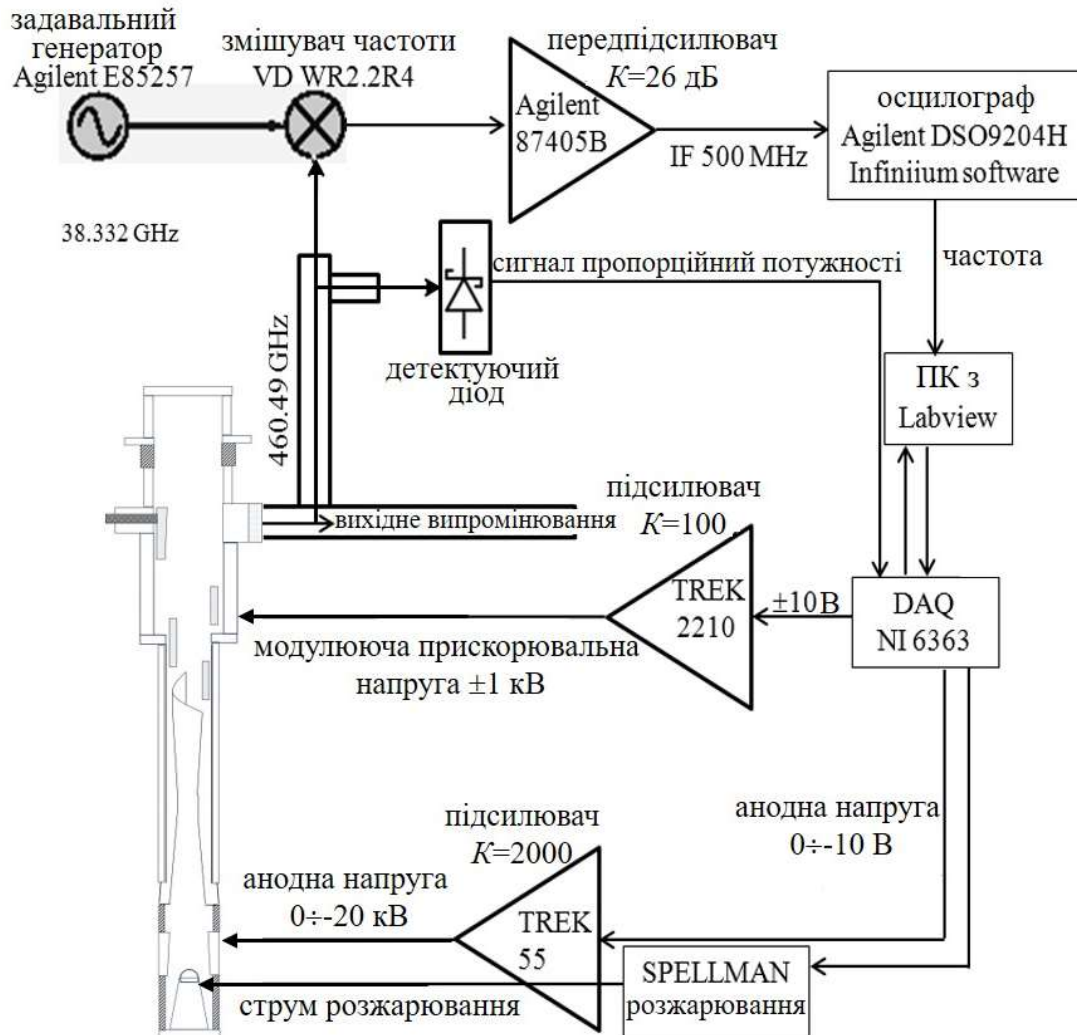


Рисунок 4.25 - Схема одночасної стабілізації вихідної частоти та потужності гіротрона шляхом ПД-регулювання зі зворотним зв'язком прискорювальної та анодної напруги

4.4.2 Результати стабілізації вихідних параметрів гіротрона

Як було зазначено разом із швидкими змінами вихідної частоти, в гіротроні виникають повільні відхилення частоти. Таке максимальне

відхилення виникає при включенні гіротрона, головним чином через дрейф температури резонатора. Рис. 4.26 а і б ілюструє це явище.

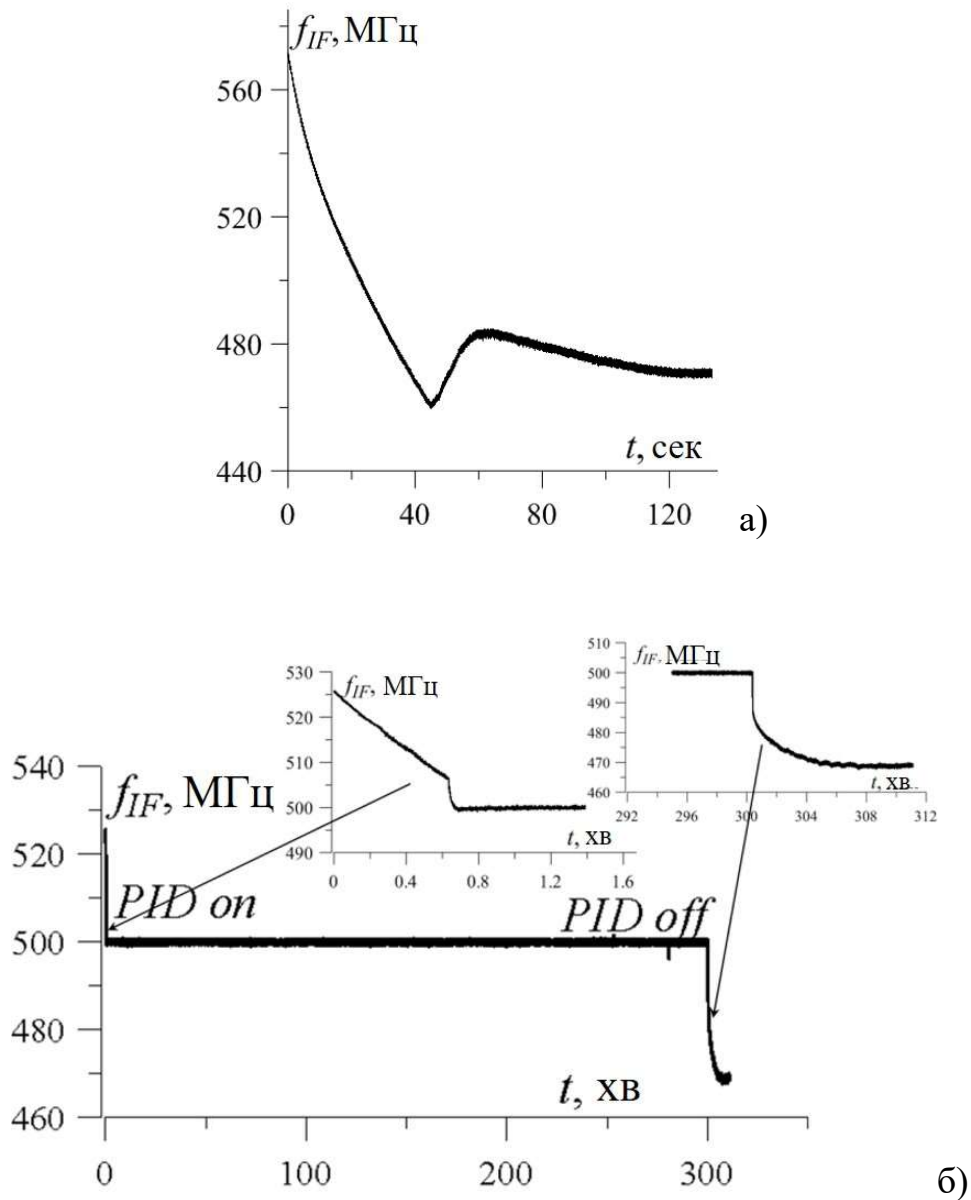


Рисунок 4.26 - Зміна проміжної частоти ПЧ з часом при початку роботи гіротрона без стабілізації (а) і при включенні та виключенні ПІД-регулювання (б) Частота гетеродина $f_{LO}=38.332$ ГГц, номер гармоніки $n=12$

Видно, що відхилення частоти може бути більше 100 МГц (у разі недостатнього охолодження резонатора, може бути до 1 ГГц) бо у разі запуску роботи гіротрона під час теплового дрейфу, радіус резонатора різко та безперервно збільшується. У такій ситуації окрема стабілізація тільки вихідної потужності викликає зниження частоти (рис. 4.27 а). Аналогічно, окрема стабілізація тільки частоти викликає зменшення вихідної потужності (рис. 4.27 б). Коли тільки потужність стабілізується, гіротрон продовжує працювати на тій же аксіальній моді. Це може зменшити девіацію частоти, оскільки температура резонатора підтримується майже постійною, припускаючи, що потужність омичних втрат є постійною.

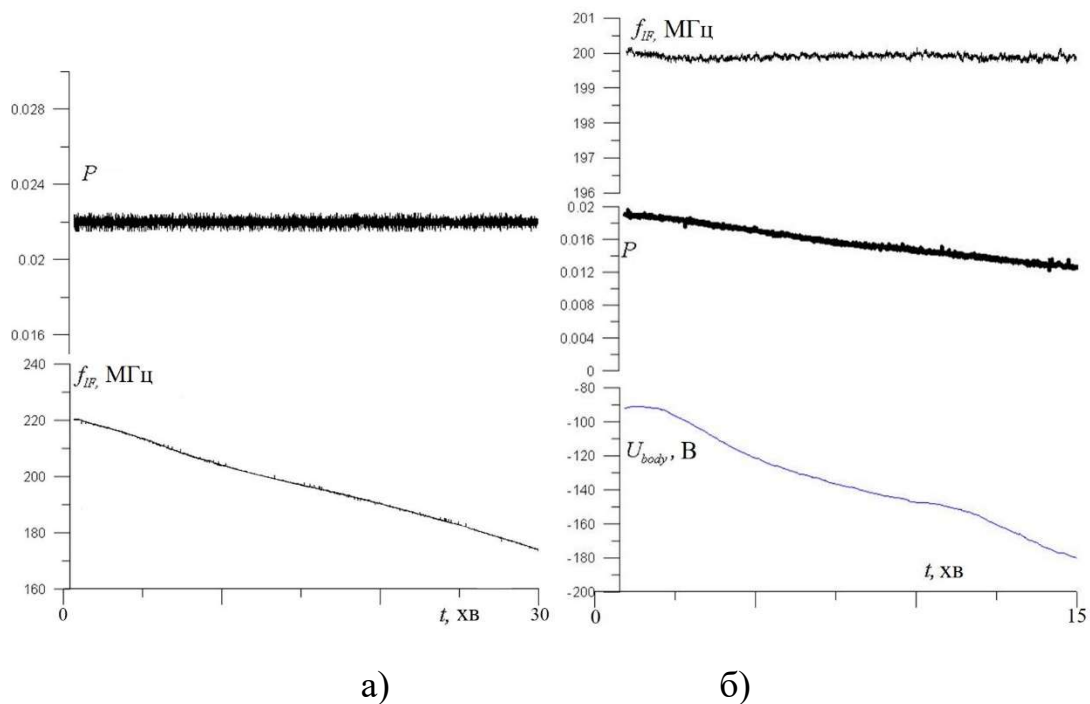


Рисунок 4.27 - Результати стабілізації під час теплових переходів у резонаторі. а) стабілізація потужності, б) стабілізація частоти.

Важливо, однак, зазначити, що умови сталості вихідної потужності та потужності омичних втрат можуть змінюватися. Однією з можливих причин стає зрозумілою з рис. 4.28, де співвідношення дифракції та омичних добротностей Q нанесено на графік залежно від напруги прискорення за допомогою самоузгодженої теорії. Інші причини включають збільшення омичних втрат із температурою, зміну форми резонатори [246] тощо.

На відміну від цього, при реалізації стабілізації частоти число аксіальних мод збільшується в часі, тобто робота гіротрона переходить на аксіальні моди вищого порядку (НОАМ). Таким чином, під час теплового розширення, подвійна стабілізація протягом тривалого періоду також буде ускладнена, оскільки: (а) коли радіус збільшується, прискорювальна напруга зменшується, забезпечуючи збудження НОАМ, що призводить до надмірного зменшення вихідної потужності (рис. 4.28 а); (б) при зменшенні радіуса, прискорювальна напруга зростає, а в момент досягнення значення зриву, коливання пригнічуються з подальшою сильною флуктуацією вихідної потужності та частоти (рис. 4.28 б) через явища гістерезису.

Результат стабілізації для випадку ефективної системи охолодження та після переходів нагрівання показаний на рис. 4.30. Відносне відхилення потужності становило $\pm 0,5\%$, а відхилення частоти було менше ніж 10^{-6} . У порівнянні з результатами окремої стабілізації потужності або частоти, ці параметри є гіршими, але все ще задовільними для експериментів ДПЯ-ЯМР спектроскопії.

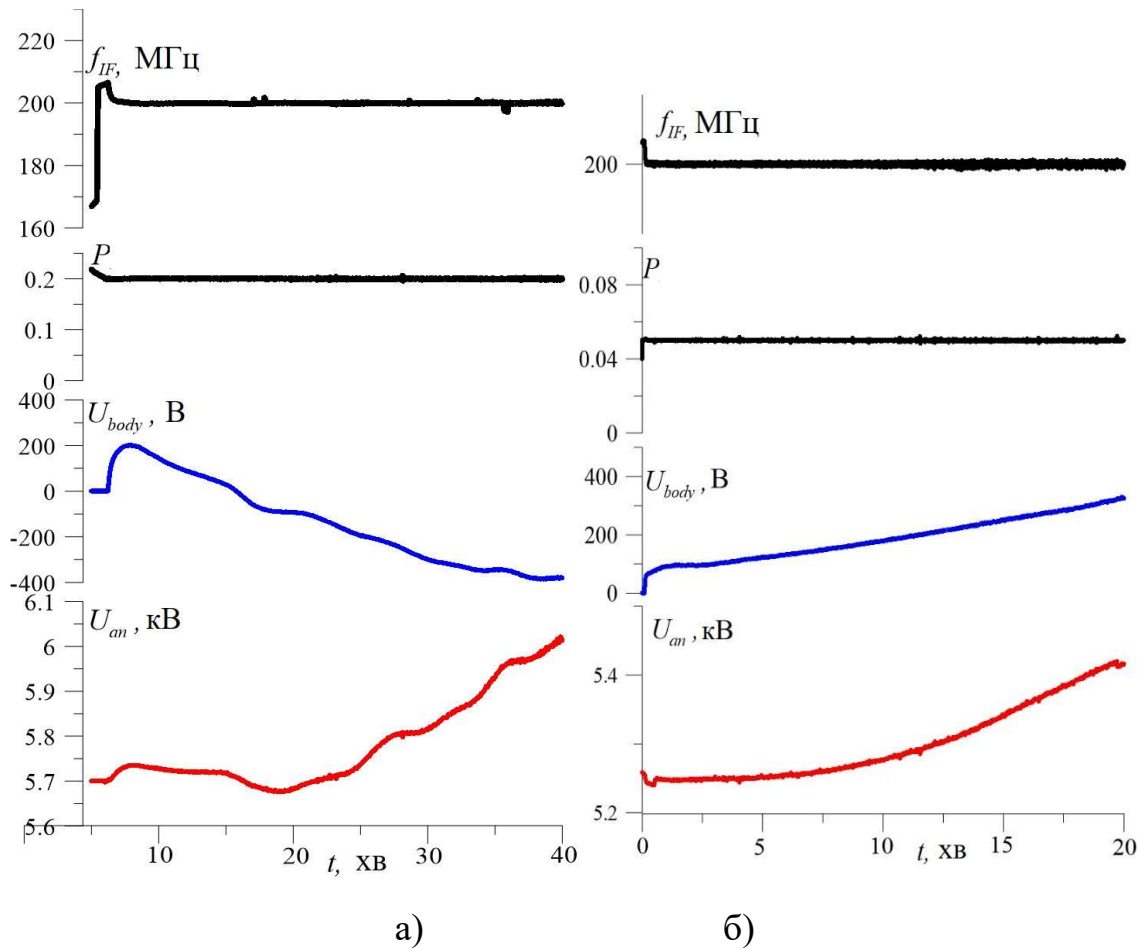


Рисунок 4.28 - Результати стабілізації під час теплових переходів у резонаторі. Подвійна стабілізація, коли радіус резонатору а) збільшується і б) зменшується

Це можна пояснити кількома причинами. Однією з них є вимога лише однієї умови (4.11) для випадку стабілізації одного параметра замість чотирьох умов (4.09)-(4.12)) для одночасної стабілізації потужності та частоти. Залежно від заважаючих факторів (переважно зміна температури в резонаторі) прискорювальна напруга змінювалася в діапазоні від 200 В до 1 кВ.

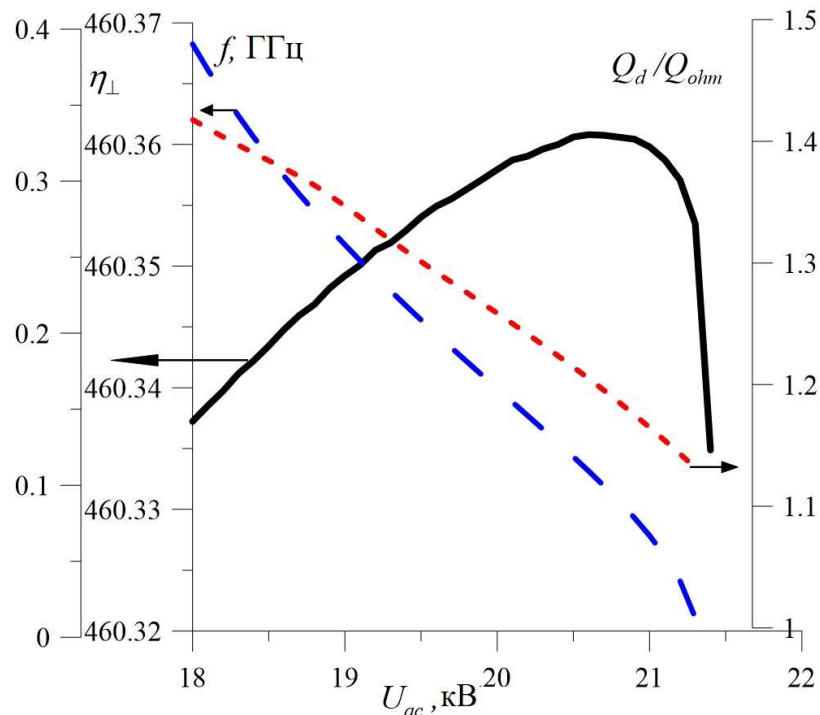


Рисунок 4.29 - Залежність співвідношення дифракційної та омичної добротності від прискорювальної напруги. (Суцільна лінія – орбітальний ККД, синя пунктирна лінія – частота, червона пунктирна лінія – співвідношення добротностей).

Флуктуацію залишкової частоти в експерименті стабілізації можна пояснити наступними міркуваннями. У гіротроні, що працює вільно, «швидкі» коливання спричинені флікер шумами, дробовими шумами, тощо, а також нестабільністю високовольтних джерел живлення. Одним із таких джерел «швидких» відхилень частоти є коливання катодної напруги джерела живлення виробництва Spellman (<http://www.spellmanhv.com>). Відповідно до його специфікацій, при вихідній напрузі $U_{ac} = 15$ кВ коливання напруги становлять близько 5 В.

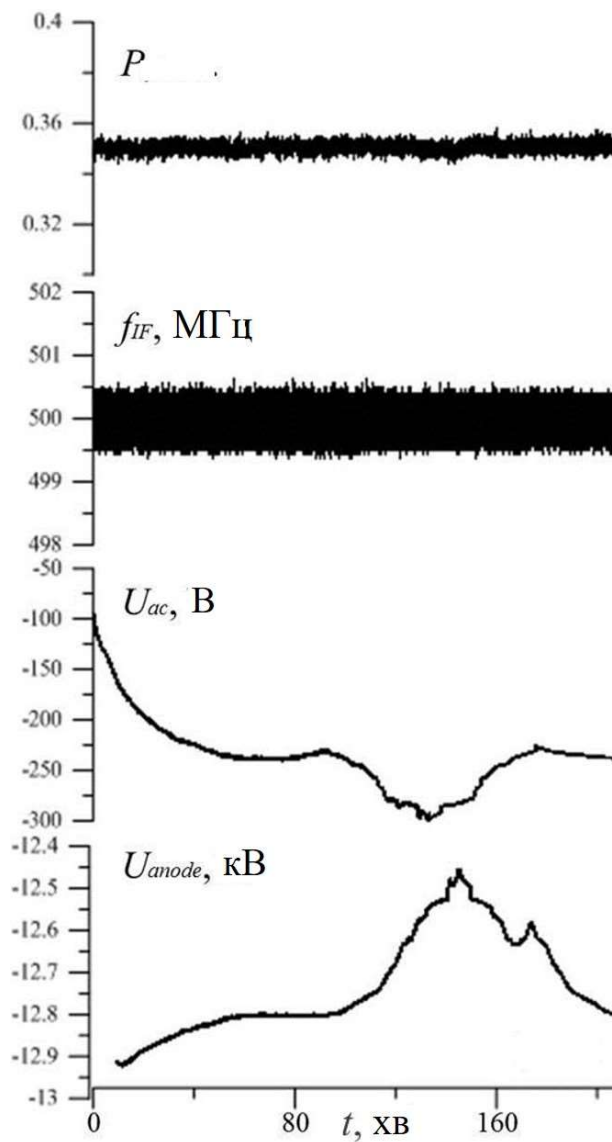


Рисунок 4.30 - Одночасна стабілізація потужності і частоти за допомогою зворотного зв'язку як по анодній, так і по напрузі прискорення. Відхилення потужності становить $\pm 1\%$, девіація частоти становить ± 0.4 МГц. $f = nf_{LO} + f_{IF}$; $f_{LO} = 38.32$ ГГц, $n = 12$

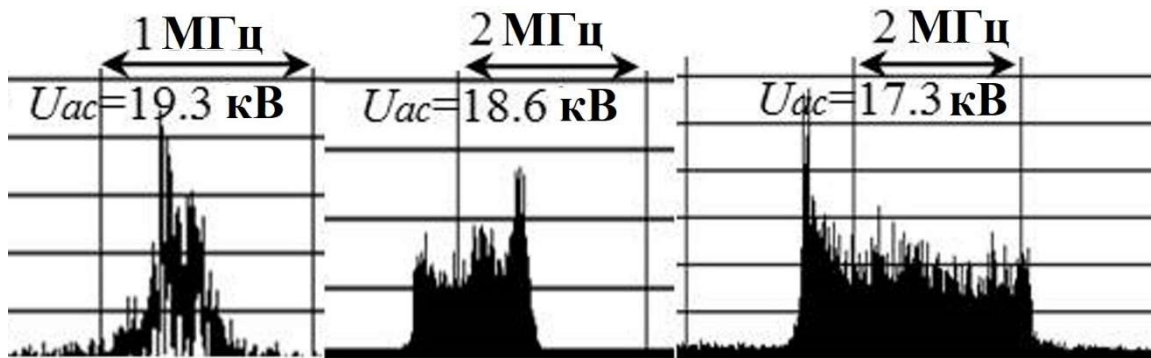


Рисунок 4.31 - Спектр генерації гіротрона для кількох прискорювальних напруг. Вертикальний масштаб лінійний. $B=8.5$ Тл, $I_b=200$ мА

Беручи до уваги частотне перестроювання близьким до $\frac{\partial f}{\partial U_{ac}} \approx 50$ МГц/кВ, тобто 50 кГц/В, такі коливання напруги повинні викликати коливання частоти приблизно на 0,3 МГц, як показано на рис. 4.31 а. Проте, як видно з рис. 4.14, величина $\partial f / \partial U_{ac}$ не є постійною, а її абсолютна величина зростає при переході від основної аксіальної моди до вищої. Відповідно до цього можна очікувати збільшення флуктуації частоти в цій області (до 1.2 МГц при $U_{ac}=18.6$ кВ та 2.4 МГц при $U_{ac}=17.3$ кВ) як показано на рис. 4.31 б, в.

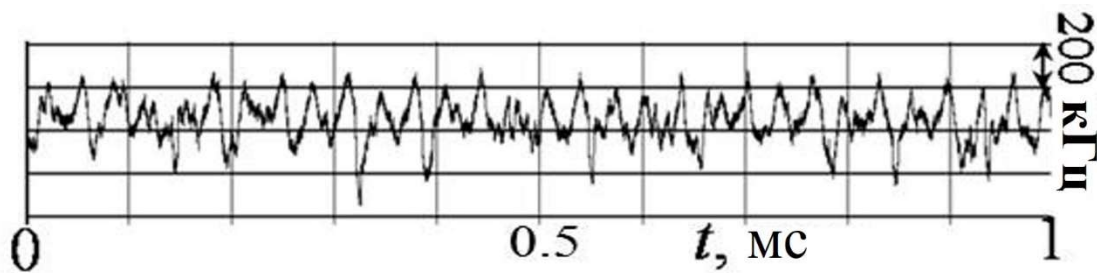


Рисунок 4.32 - Залежність частоти від часу при $U_{ac}=19.3$ кВ, $B=8.5$ Тл

Часова залежність прискорювальної напруги містить багато гармонік приблизно до 20 кГц, що викликає відповідні коливання частоти (рис. 4.32). Щоб придушити такі швидкі флуктуації, ми використовували згладжуючий фільтр, як це було зроблено в [306]. В результаті ширина спектру була звужена приблизно з 0,3 МГц до 0,2 МГц. При збільшенні напруги на аноді вона перевищувала 5 МГц і спостерігалися багаточастотні коливання, як показано на рис. 4.33.

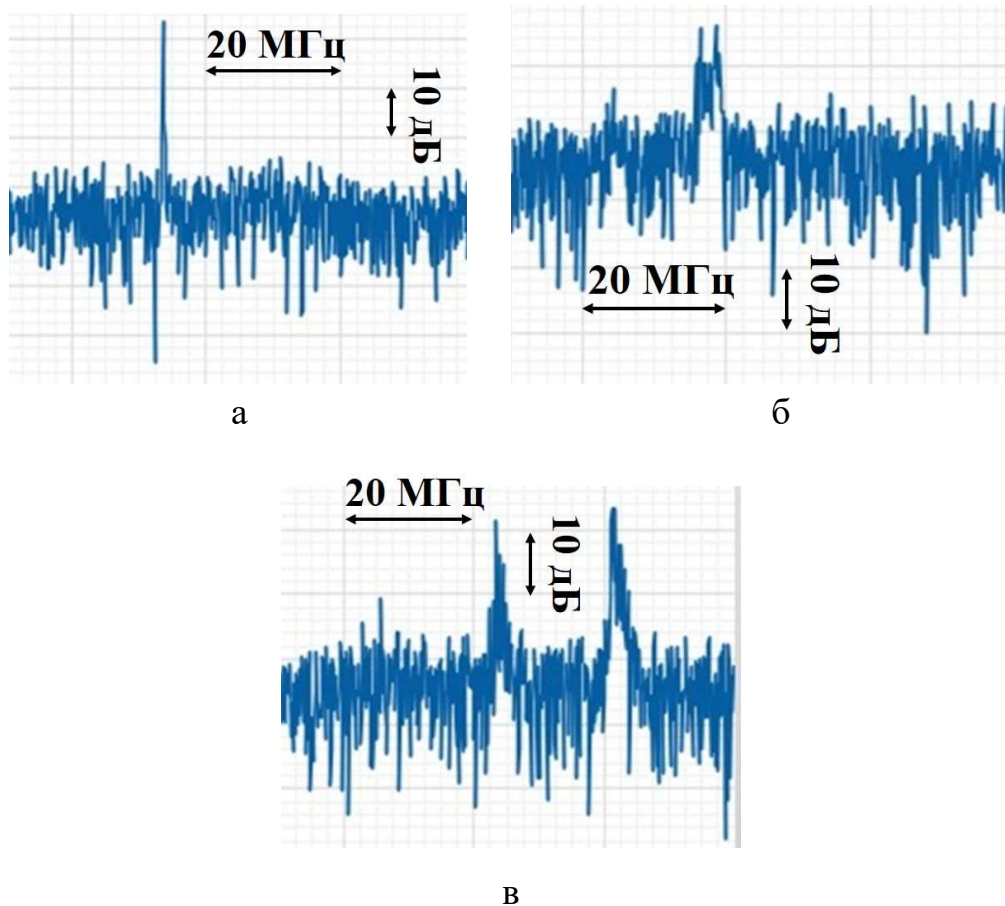


Рисунок 4.33 - Спектр генерації гіротрона для декількох анодних напруг: а) 6 кВ; б) 6.5 кВ; в) 7 кВ. Час аналізу 1 мкс. Вертикальна вісь логарифмічна

Ми припускаємо, що вони викликані низькочастотними діакатронними коливаннями об'ємного заряду [307, 308] та флуктуаціями анодної напруги. Тому існує компроміс між низькою девіацією частоти та високою вихідною потужністю: анодна напруга повинна бути зменшена для зменшення девіації частоти, однак при цьому вихідна потужність також зменшується

4.5 Вплив зсуву осі електронної гармати відносно осі резонатору на параметри генерації гіротрона

4.5.1 Самоузгоджене рівняння збудження гіротрона з урахуванням зсуву осі електронного потоку

В ТГц гіротронах, при наявних технологіях, точність виготовлення електродинамічної структури та положення електронного потоку є такою, що може бути співставною з довжиною хвилі. Ще більшою проблемою стають теплові зсуви, що можуть спостерігатися під час роботи гіротрону і також можуть бути співставними з довжиною хвилі. Так, було проведено низку теоретичних досліджень впливу зсуву електронного пучка на пускові струми гіротронів [309, 310], ККД [311] та збудження зустрічно обертових хвиль у гіротронах, що працюють на азимутально обертових модах [312]. Були також експериментальні дослідження впливу зміщення електронного пучка на ці явища [313,

314]. Метою теоретичного дослідження описаного в цьому підрозділі є фізичний аналіз та інтерпретація експериментальних результатів, наведених у [314].

Система рівнянь, що описує двомодову взаємодію, була виведена в [312]. Для повноти розгляду, ці рівняння наведено нижче. Ці рівняння наведені для гіротрона що працює на першій ЦГ з тонким кільцевим пучком електронів, що не має розкиду швидкості; передбачається, що аксіальна структура поля резонатора $f(z)$ не залежить від електронного потоку («холодне» наближення)

$$\frac{dF_1}{d\tau} = F_1 \left(\Phi_1' - \frac{1}{2Q} \right) \quad (4.13)$$

$$\frac{dF_2}{d\tau} = F_2 \left(\frac{\Phi_2'}{\kappa} - \frac{1}{2Q} \right) \quad (4.14)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{\Phi_2''}{\kappa} - \Phi_1'' \quad (4.15),$$

$$\Phi_1 = -\frac{i}{F_1} \frac{I_1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T_1 \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\theta_0} \left[\int_0^{\zeta_{out}} a^* f^* d\zeta \right] d\theta_0 \right\} d\psi \quad (4.16),$$

$$\Phi_2 = -\frac{i}{F_2} \frac{I_1 e^{-i\varphi}}{2\pi} \int_0^{2\pi} T_2 e^{-i2m\psi} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\theta_0} \left[\int_0^{\zeta_{out}} a^* f^* d\zeta \right] d\theta_0 \right\} d\psi \quad (4.17)$$

$$\frac{da}{d\zeta} - ia(\Delta + |a|^2 - 1) = if^* e^{i\theta_0} (F_1 T_1 + F_2 e^{-i(\varphi+2m\psi)} T_2). \quad (4.18)$$

Рівняння (4.13)-(4.15) описують часову еволюцію амплітуд мод $F_{1,2}$ та їхніх фаз (різності фаз) φ ; Q добротність резонатору, повільний час $\tau = \Omega_0 t$ де Ω_0 початкова циклотронна частота. Індексом '1' позначено моду із співпадаючим напрямком обертання $\exp\{i(\omega t - m\psi)\}$, а

індексом '2' моду з протилежним напрямком обертання $\exp\{i(\omega t + m\psi)\}$; ψ - азимутальна координата. Відношення коефіцієнтів зв'язку цих двох хвиль для ідеального пучка визначається параметром $\kappa = J_{m-1}^2(k_{\perp}R_0)/J_{m+1}^2(k_{\perp}R_0)$; де $k_{\perp} \approx 2\pi/\lambda$ поперечне хвилеве число, а R_0 - ведучий радіус електронів. Рівняння (4.16) і (4.17) визначають комплексні функції збудження обох хвиль, і рівняння (4.18) описує рух електрона вздовж нормованої аксіальної координати $\zeta = (\beta_{\perp 0}^2/2\beta_{z0})(\Omega_0 z/c)$. В (4.18) циклотронний розсинхронізм $\Delta = (2/\beta_{\perp 0}^2)[(\omega/\Omega_0) - 1]$ пропорційний різниці між частотами мод та першої ЦГ. Комплексний параметр $a = \sqrt{p_{\perp}/p_{\perp 0}} \exp\{-i(\theta - \theta_0)\}$ описує зміну електронного орбітального моменту і електронної гірофази відносно фази хвилі; θ_0 - гірофаза на вході у простору взаємодії. У кожному електронному пучку ця початкова фаза рівномірно розподілена від 0 до 2π ; також азимутальні координати центрів пучків ψ розподілені між 0 та 2π . Гранична умова для (4.18) є $a(0) = 1$. Радіус електронних ведучих центрів в системі резонатора (R_b, ψ) співвідноситься з системою пучка (R_0, ψ_0) як

$$R_0^2 = R_b^2 - 2dR_b \cos \psi + d^2 \quad (4.19)$$

Для врахування зсуву електронного пучка відносно резонатора важливими параметрами є функції, які характеризують вплив зміщення пучка на зв'язок двох хвиль:

$$T_1 = (\sum_q J_q(k_\perp d) J_{m-1-q}(k_\perp R_{00}) e^{-i(m-1-q)\psi}) / J_{m-1}(k_\perp R_{00}), \quad (4.20)$$

$$T_2 = (-1)^{m+1} (\sum_q (-1)^q J_q(k_\perp d) J_{m+1+q}(k_\perp R_{00}) e^{-i(m+1+q)\psi}) / J_{m+1}(k_\perp R_{00}). \quad (4.21)$$

У (4.20)-(4.21) d – відстань між осями пучка та резонатора. Зауважимо, що амплітуди хвиль $F_{1,2}$ нормовані на їхні коефіцієнти зв'язку в ідеальній системі $J_{m-1}(k_\perp R_{00})$. Тому в рівнянні (4.18) для руху електрона ці амплітуди множаться на відповідні параметри. Також функції посилення обох хвиль, визначені рівняннями (4.16) і (4.17) містять безрозмірний параметр струму пучка

$$I = 0.47 \cdot 10^{-3} I_b(A) \frac{1}{\gamma_0 \beta_{\perp 0}^4} \frac{c}{2\Omega_0 L} \frac{J_{m-1}^2(k_\perp R_{00})}{(v^2 - m^2) J_m^2(v) \int_0^1 |f(\xi)|^2 d\xi}, \quad (4.22)$$

який містить коефіцієнт зв'язку для співобертової хвилі. (Відповідно, рівняння (4.15) і (4.14) мають дійсну та мниму частини функції збудження другої моди, поділені на відношення k цих коефіцієнтів зв'язку. У рівнянні (4.18) введено аксіальну координату $\xi = z/L$, яка є аксіальною координатою, нормованою на довжину резонатора.

Орбітальний електронний ККД гіротрона зі зміщеним пучком можна визначити як

$$\eta_\perp = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |a(\zeta_{out})|^2 d\theta_0 \right\} d\psi. \quad (4.23)$$

Закон збереження енергії, який можна вивести з наведених вище рівнянь, дозволяє переписати визначення орбітального та електронного ККД як

$$\eta_{\perp} = \frac{2}{I} (F_1^2 \Phi_1' + F_2^2 \Phi_2') . \quad (4.24 \text{ а})$$

$$\eta_{el} = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2(1-\gamma_0^{-1})} \eta_{\perp} . \quad (4.24 \text{ б})$$

У цьому підрозділі використовується поліноміальне наближення залежності нелінійної функції посилення гіротрона від інтенсивності ВЧ-поля, збудженого в резонаторі. Далі розглянуто одномодовий гіротрон, що працює в режимах м'якого та жорсткого самозбудження. Поліноміальна апроксимація ефектів насичення дозволяє представити ефективність окремого елементарного пучка в режимах м'якого [315] та жорсткого [316, 317] самозбуджень у вигляді

$$\eta_{\perp,el}^{(s)} = \alpha' F^2 - \beta' F^4, \quad (4.25)$$

$$\eta_{\perp,el}^{(h)} = \alpha' F^2 + \beta' F^4 - \gamma' F^6. \quad (4.26)$$

Тут верхні індекси (s) і (h) позначають «м'який» та «жорсткий» режими. Відповідно, орбітальний ККД цілого пучка, який слід отримати шляхом усереднення ККД окремих пучків по поперечному перерізу, можна представити для цих режимів як

$$\eta_{\perp}^{(s)} = \alpha' a F^2 - \beta' b F^4, \quad (4.27 \text{ а})$$

$$\eta_{\perp}^{(h)} = \alpha' a F^2 + \beta' b F^4 - \gamma' c F^6. \quad (4.27 \text{ б})$$

В (4.27) коефіцієнти $a = \int_{S_{\perp}} W(\vec{R}_b) |T|^2 ds_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |T|^2 d\psi$, $b = \int_{S_{\perp}} W(\vec{R}_b) |T|^4 ds_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |T|^4 d\psi$, та $c = \int_{S_{\perp}} W(\vec{R}_b) |T|^6 ds_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |T|^6 d\psi$ (другі формули записані для тонкого кільцевого пучка) описують вплив зсуву пучка на лінійні та нелінійні ефекти електронохвилевої взаємодії. Відповідно, якщо максимальний ККД елементарного пучка в режимі м'якого самозбудження, як впливає з (4.23), дорівнює $\eta_{\perp,el}^{(s)max}$, максимальний ККД цілого пучка дорівнює $\eta_{\perp}^{(s)max} (\alpha'^2/4\beta') (a^2/b)$. Таким чином, саме відношення a^2/b характеризує вплив зсува пучка на ККД. У режимі жорсткого самозбудження, як впливає з (4.27), цей ефект характеризується співвідношенням

$$\Phi = \frac{\eta_{\perp}^{(h)max}}{\eta_{\perp,el}^{(h)max} = \frac{b^3 (1+\sqrt{1+q\mu})^2 (2\sqrt{1+q\mu}-1)}{c^2 (1+\sqrt{1+\mu})^2 (2\sqrt{1+\mu}-1)}}. \quad (4.28)$$

В (4.28), $q = ac/b^2$ і параметр $\mu = 3\alpha'\gamma'/\beta'^2$ залежить від режиму роботи, наприклад від зовнішнього магнітного поля, що визначає циклотронний розсинхронізм Δ . Так, в загальному випадку, Δ , що забезпечує максимальний ККД для гіротрона зі зміщеним пучком може

відрізнятися від ККД при ідеальному потоці. У разі дуже жорсткого самозбудження (коли $\mu \rightarrow 0$) $\Phi = b^3/c^2$, а в протилежному випадку роботи близько до межі між жорстким і м'яким самозбудженням (коли $\mu \gg 1$ за рахунок малості β') $\Phi = a^{3/2}/c^{1/2}$.

У рамках лінійної теорії можна легко вивести з (4.13), (4.24а) і (4.27) просту формулу для пускового струму $I_{st} = 1/Q\alpha'a$, де дійсна частина лінійної сприйнятливості електронного пучка відносно поля резонатора α' може бути розраховувати за допомогою лінійної теорії [318].

4.5.2 Результати розрахунків в одномодовому наближенні

Профіль резонатора гіротрона FU IV А разом з аксіальним розподілом поля резонатора (абсолютне значення), розрахованого в «холодному» наближенні показано на рис. 4.34. Діаметр резонатора був 3.23 мм що забезпечило наявність моди TE_{331} на частоті 335 ГГц. Розрахована дифракційна добротність була 15000, а омічна з урахуванням шорсткості поверхні, 9700. Гіротрон було розраховано на роботу на моді з протилежним обертанням першої ЦГ $TE_{-3,3}$. Радіус пучка гіротрона FIR FU IV був $R_0 = 0.81$ мм та радіус резонатору $R_c = 1.615$ мм що дало величину $k_{\perp}R_0 \approx 5.7$ де максимум $J_4(x)$ відповідає $k_{\perp}R_0 \approx 5.3$ та $J_4(5.3) / J_4(5.7) \approx 1.03$. Це означає, що радіус пучка був трохи не оптимальним. Розрахований пітч-фактор $g = 1.53$, струм пучка, напруга на катоді та на магнітне поле були близькі до $I_b = 0.16$ А, $U_{ac} = -40$ кВ та

$B = 12.79$ Тл, відповідно. Такі параметри відповідають наступними нормованим параметрам вищезгаданої теорії: $\Delta = 0.195$, $\zeta_{out}(z=30 \text{ мм}) = 50.2$, $I_1 = 5 \times 10^{-7}$. Засоби експериментальної установки дозволяли зсувати пучок в радіальному напрямку. У [314] показано, що зсув пучка на 0,3 мм зменшує вихідну потужність більш ніж наполовину.

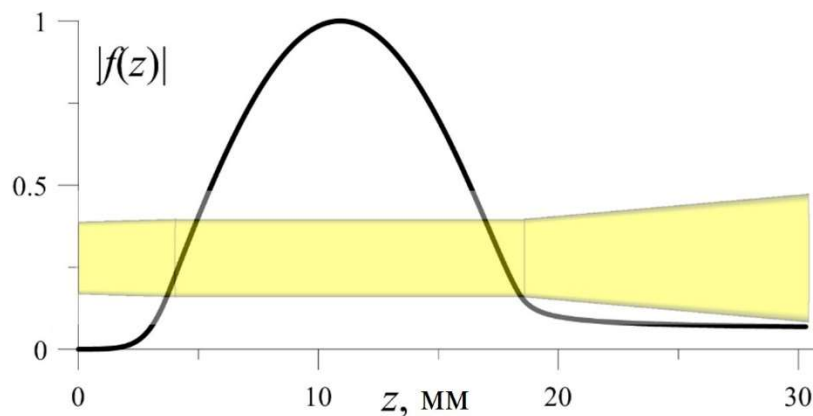


Рисунок 4.34 - Профіль резонатору гіротрона FU IV та розподіл ВЧ поля

Залежність пускового струму від циклотронного розсинхронізму для гіротрона з ідеально юстованим пучком електронів можна розрахувати за допомогою лінійної теорії. У випадку гіротрона зі зміщеним пучком, як пояснювалося вище, пусковий струм пропорційний $1/a$ де коефіцієнт a зменшується, коли зміщення пучка збільшується.

Для гіротрону FU IV А 335 ГГц, пусковий струм для ідеального пучка показано на рис. 4.35 як функція від магнітного поля (розсинхронізму). Залежність пускового струму від зміщення пучка характеризується відношенням пускових струмів у гіротроні зі зміщеним пучком до струму в ідеальному гіротроні, показано на рис.

4.36. Ця функція є лише відношенням $1/a$ залежність несучівності якого впливає з визначення a (4.19) та виразу для T (4.20).

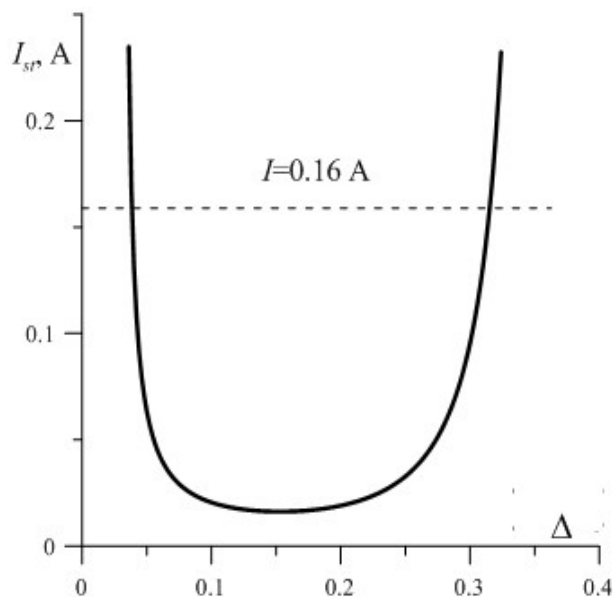


Рисунок 4.35 - Пусковий струм від розсинхронізму для ідеального пучка

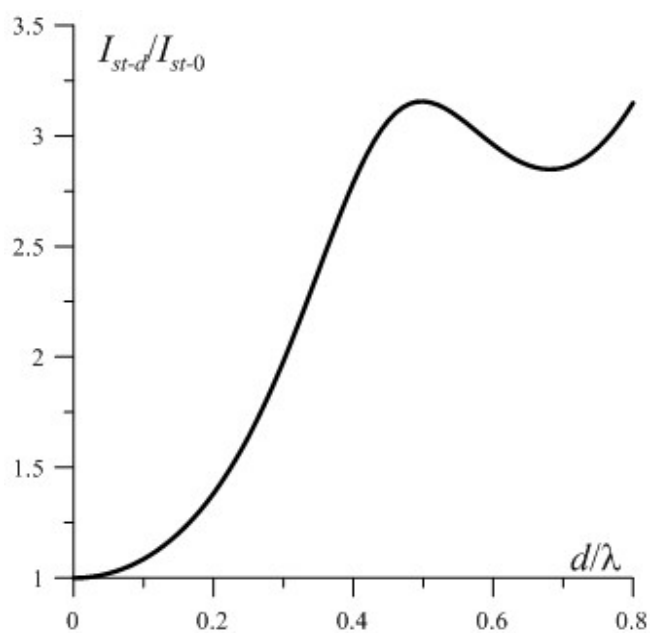


Рисунок 4.36 - Відношення пускових струмів від зміщення осі пучка

Як показано на рис. 4.36, зміщення осі пучка відносно осі резонатора приблизно на одну третину довжини хвилі вже збільшує пусковий струм у два рази. Малі піки в області відношення d/λ від 0,4 до 0,7 відповідають максимуму функцій Бесселя першого порядку в (4.21).

Наведемо результати розрахунків ККД одномодового режиму з урахуванням того, що в гіротроні FU IV А робочою хвилею є хвиля зустрічного обертання. Часова еволюція цієї хвилі задана рівнянням (4.13-4,14) функція збудження визначається рівнянням (4.15) і в рівнянні руху електрона (4.17) єдина амплітуда другої моди відмінна від нуля. Рівняння (4.22), (4.25) і (4.26) були розв'язані чисельно для різних значень циклотронного розсинхронізму Δ . На рис. 4.37 а показані результати розв'язку для одномодового (проти-обертового) випадку як залежність ефективності електроніки в усталеному стані від Δ . Електронний ККД як залежність від зміщення пучка показана на рис. 4.37 б для різного циклотронного розсинхронізму Δ (трикутники показують експериментальну вихідну ефективність із [314]). Видно, що на відміну від пускового струму, мінімальне значення якого відповідає певному циклотронному розсинхронізму Δ і це оптимальне значення не залежить від зміщення пучка, залежність ККД показує, що зі збільшенням зміщення пучка оптимальний циклотронний розсинхронізм Δ зменшується, тобто оптимальне магнітне поле трохи зростає (рис. 4.37 в).

Зменшення ККД із зсувом пучка, отримана за аналітичними

формулами (4.17-4.19), показана на рис. 4.38, де відношення ККД гіротрона зі зміщеним пучком до ККД ідеального гіротрона показано як залежність від зсуву пучка. Суцільні лінії на рис. 4.38 позначають радіус пучка гіротрона FIR FU IV, а штрихові – оптимальний радіус пучка.

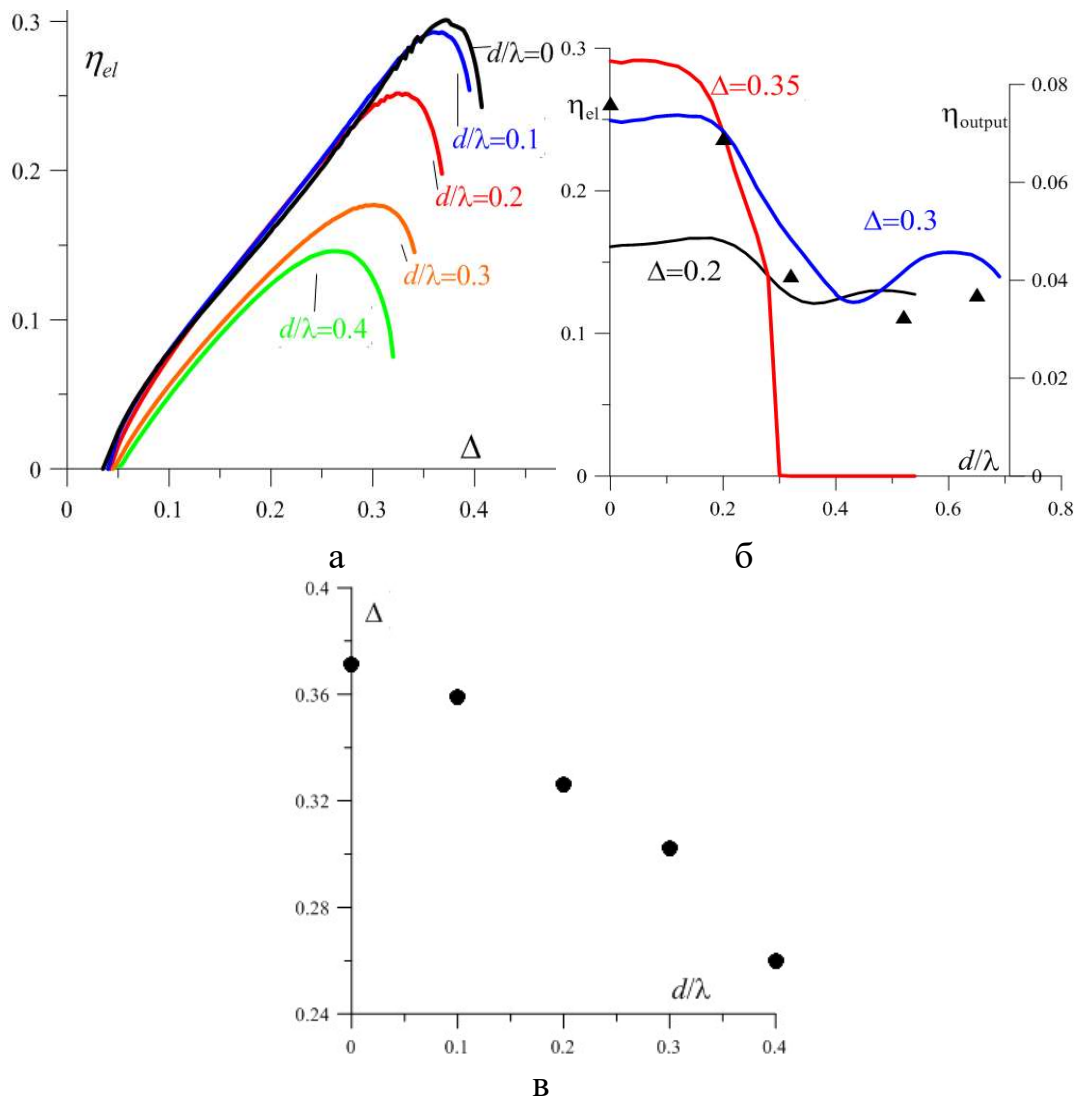


Рисунок 4.37 - Електронний ККД від: а) циклотронного розсинхронізму при різних зміщеннях пучка та б) від зміщення при різних Δ . в) оптимальний Δ від зміщення пучка

Як у лінійному, так і в режимах м'якого самозбудження відмінність реального радіуса пучка від оптимального не є настільки критичною для роботи гіротрона, коли пучок зміщений. Але, як видно з рис. 4.36, в режимі жорсткого самозбудження, наприклад при $d/\lambda=0.2$, ККД у випадку пучка з оптимальним радіусом приблизно в 1,2 рази вищий, ніж у FIR FU IV. Це можна пояснити порівнянням стандартного відхилення опору зв'язку для цих двох випадків (рис. 4.39). Можна побачити, що до $d/\lambda=0.4$ відхилення для оптимального радіуса пучка менше. Це впливає з того, що при зміщенні пучка радіус центрів в системі резонатору R_b не є постійним. Отже, зв'язок для випадку оптимального радіуса пучка для електронів з $R_b > R_0$ та з $R_b < R_0$ стає меншим ніж для $R_b = R_0$. У випадку пучка в FIR FU IV, опір зв'язку для електронів $R_b > R_0$ стає меншим ніж для $R_b = R_0$, але для таких, що $R_b < R_0$ він стає більшим. Це забезпечує збільшення стандартного відхилення опору зв'язку для неоптимального пучка, коли його зміщено.

У разі зміщеного пучка, різні електрони (з різними ψ) взаємодіють з хвилями різної амплітуди і, отже, мають різні оптимальні умови взаємодії. Чим вище стандартне відхилення зв'язку, тим вище різниця в оптимальних умовах, особливо в сильно нелінійних режимах. Це пояснює той факт, що (рис. 4.36): 1) робота в режимі м'якого збудження менш чутлива до зміщення пучка, ніж робота в жорстких режимах і 2) серед режимів з жорстким збудженням найбільш чутливим є режим дуже жорсткого збудження.

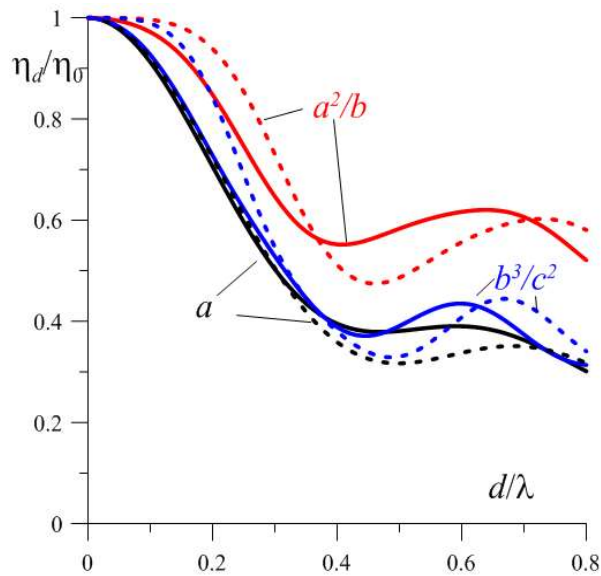


Рисунок 4.38 - Співвідношення оптимального ККД для зміщеного та ідеального пучка. Суцільні криві позначають випадок реального радіуса пучка, пунктирні – оптимального радіусу

Таким чином, чутливість до зсуву пучка вища для неоптимальних радіусів пучка; тут найсильнішим ефектом є не невелике зменшення самих коефіцієнтів зв'язку, а підвищення чутливості цих коефіцієнтів до зміщення пучка з відхиленням радіусів пучка від оптимального розташування.

Порівняння рис. 4.37 б з рис. 4.38 (з урахуванням рис. 4.37 а дозволяє зробити такі висновки. Випадок $\Delta=0.2$ є не оптимальним для гіротрону FIR FU IV. Випадок $\Delta=0.35$ є оптимальним тільки для малих зміщень $d/\lambda < 0.15$. тільки випадок $\Delta=0.3$ є близьким до оптимального в широкому діапазоні зміщень. Таким чином залежність оптимального ККД від зміщення пучка (рис. 4.38) є близькою до випадку $\Delta=0.3$ показаного на рис. 4.37 б.

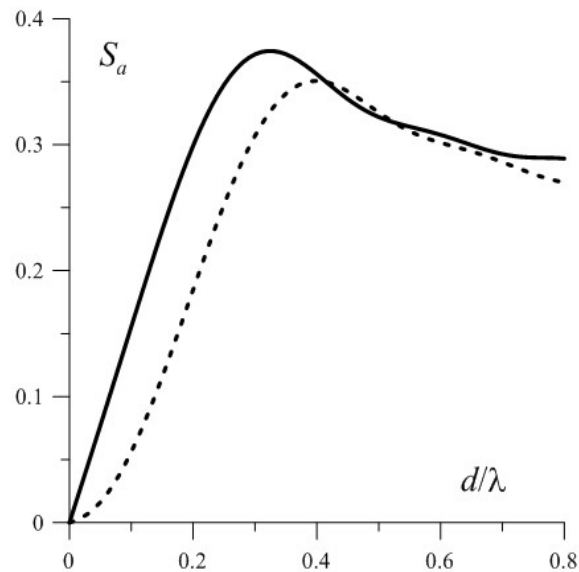


Рисунок 4.39 - Стандартне відхилення опору зв'язку від зміщення пучка для реального (суцільний) і оптимального (пунктир) радіусів

4.5.3 Конкуренція мод різних напрямків обертання та порівняння результатів розрахунків з експериментальними результатами

Результати розрахунку для амплітуд обох мод та електронного ККД від нормованого часу $\tau = \omega L/v_z$ при $\Delta = 0.3$ показано на рис.4.40. Початкові умови для амплітуд мод були наступними: $F_1(0) = 0.01$, $F_2(0) = 0.001$, (рис. 4.40 а-в) та $F_1(0) = 0.03$, $F_2(0) = 0.03$ (рис. 4.39 г), різність фаз $\varphi(0) = 0$.

На рис. 4.41 показано контури ККД, що отримано із стаціонарного рішення (4.13)-(4.18) поступовим збільшенням Δ для різних d/λ (не показано можливих гістерезисі).

Обидва рис. 4.40 та 4.41 показують вплив зміщення пучка

відносно осі резонатору на ККД та збудження обох мод.

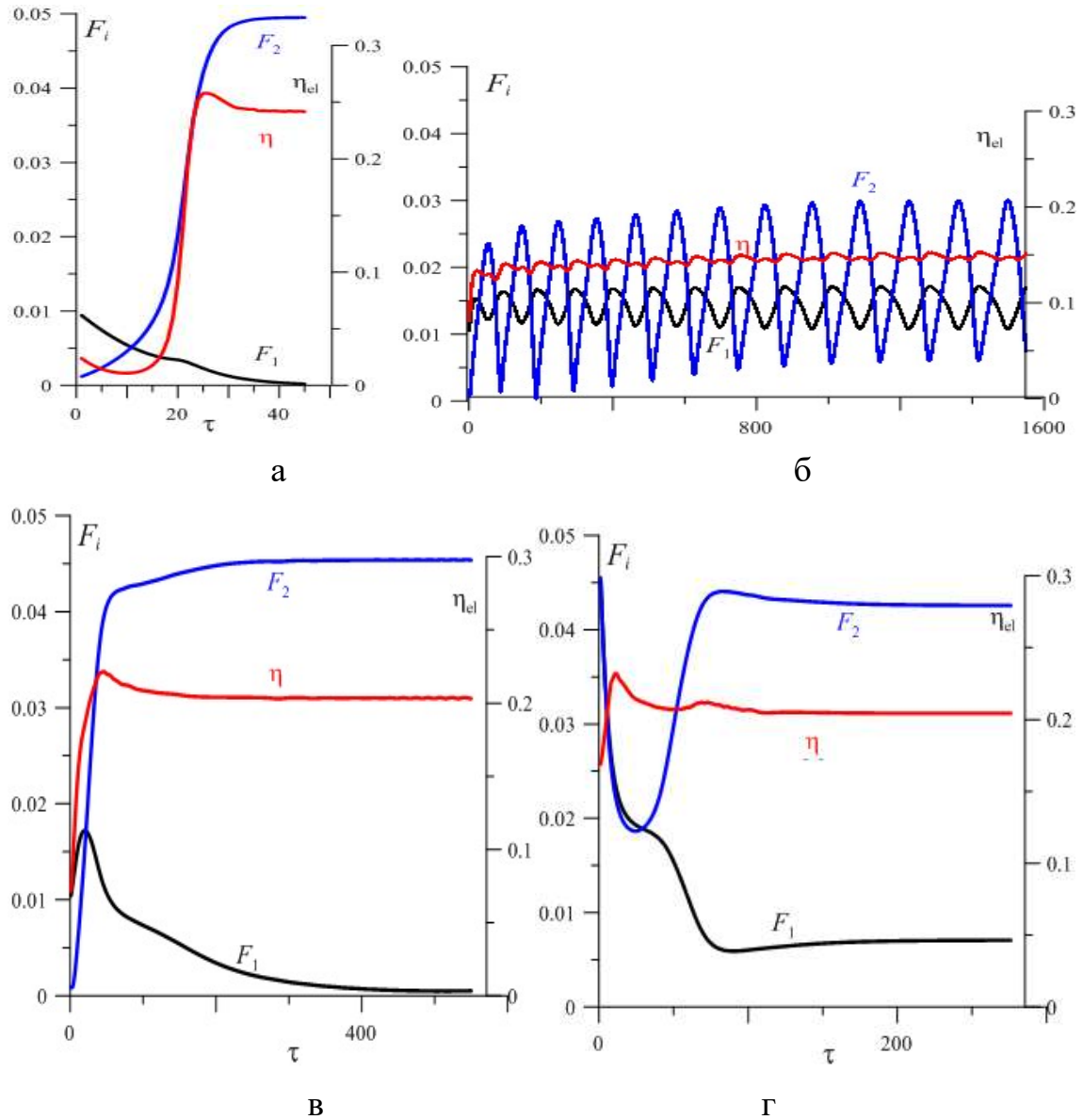


Рисунок 4.40 - Електронний ККД та амплітуди мод в залежності від нормованого часу для декількох зміщень осі пучка: а) $d/\lambda = 0$,

б) $d/\lambda = 0.42$, в), г) $d/\lambda = 0.25$

Щоб пояснити причину того, чому, незважаючи на початкову

перевагу першої, спів-обертової хвилі, друга, проти-обертова хвиля домінує на кінцевому етапі для $d/\lambda < 0,25$, необхідно врахувати, що гіротрон FU IV A призначений для роботи на зустрічній хвилі; це питання було розглянуто вище. Тому відношення коефіцієнтів зв'язку в цьому гіротроні $k \approx 0.2$. Наслідки цього можна краще пояснити за допомогою квазі-аналітичної теорії [312].

Ця теорія показує, що в такому випадку вплив інтенсивності першої хвилі, що обертається разом з електронами, на її насичення (так зване «самонасичення») набагато слабший, ніж вплив інтенсивності другої хвилі, що обертається в протилежному напрямку, на хвилю, що обертається разом («перехресне насичення»). У той же час, однак, ефект самонасичення в рівнянні, що описує збудження другої хвилі, що обертається в протилежному напрямку, є сильнішим, ніж її самонасичення. Ось чому цей гіротрон демонструє режим із домінуючою хвилею, що обертається протилежно, навіть коли початкові умови надають певну перевагу хвилі, що обертається разом з електронами.

Як видно з порівняння рис. 4.40 в і г кінцевий стан залежить від початкових умов, що свідчить про можливий гістерезис. Як впливає з рис. 4.41, співобертаюча мода не збуджується поки зміщення осі не перевищує $d/\lambda \approx 0,25$. В діапазоні $0,3 < d/\lambda < 0,4$ співобертаюча мода стає домінуючою. При подальшому збільшенні d/λ обидві моди співіснують і для $d/\lambda > 0,5$ в основному реалізується часова модуляція (рис. 4.40 в)

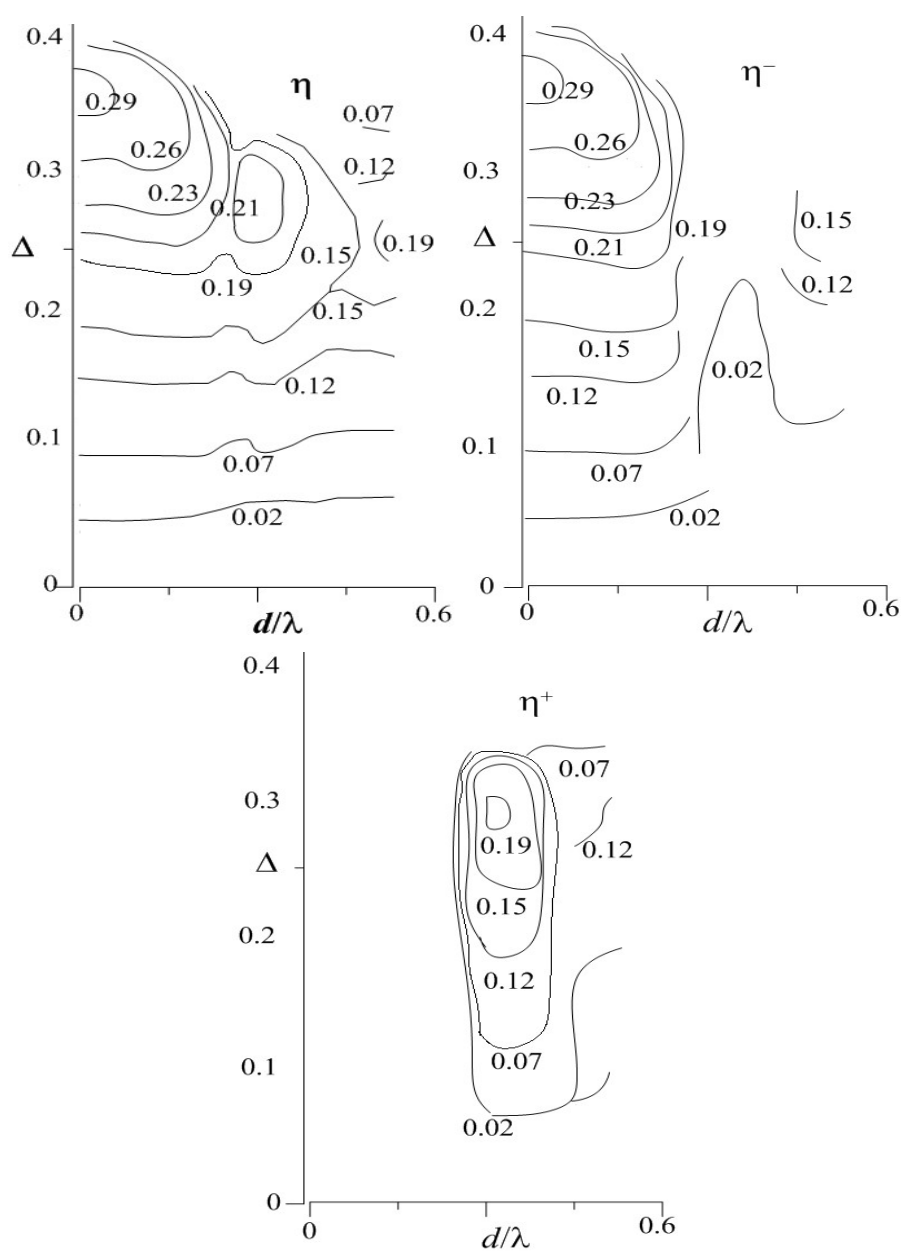


Рисунок 4.41 - Контури ККД (загальний η , проти-обертової моди η^- та спів-обертової моди η^+)

4.6 Висновки до розділу 4

В цьому розділі проведено теоретичні та експериментальні

дослідження стабілізації та модуляції вихідних параметрів гіротронів, а також ефектів конкуренції мод, гістерезисів на стабільність вихідних параметрів враховуючи вплив можливого зміщення (зсуву) осі електронного пучка відносно осі резонатору.

Розглянуто конкуренцію мод при імпульсному збудженні МВт гіротрона з резонатором, що створено комбінацією регулярної та слабо конусної секцій. Показано, що існування «гарячої» моди зі складним розподілом ВЧ поля та високою добротністю спричиняє збудження більш низьких радіальних мод замість вищих мод при зростанні напруги в імпульсному режимі, що спостерігалось в експериментальній роботі.

Розглянуто вплив на вихідні параметри зміщення осі електронного потоку, та показано, що це призводить до зменшення вихідної потужності основної моди, особливо при роботі в жорстких режимах, та може призвести до збудження моди з протилежним напрямком обертання, що призводить до гістерезисів та може викликати автомодуляційний режим. При доволі великому зміщенні осі, ця мода може стати домінуючою, що вимагатиме зміну полярності магнітного поля для гіротронів з Гауссовим конвертором мод.

Для того щоб підвищити підсилення чутливості 700 МГц протонної ДПЯ-ЯМР спектроскопії, було здійснено високошвидкісну модуляцію частоти гіротрона, що працює на частоті 460 ГГц на другій ЦГ. Експериментальні та теоретичні результати показали, що завдяки великій добротності резонатору, крутизна перестроювання по

прискорювальної напруги була біля 50-80 МГц/кВ, хоча крутизна циклотронної частоти була біля 900 МГц/кВ. Смуга частотної модуляції була постійної при $f_m < 10$ кГц, однак коли f_m була вищою за 20 кГц, смуга поступово звужувалась, в основному завдяки ємності між корпусом та «землею» та характеристикою блока живлення.

Також експериментально було досягнуто такі параметри одночасної стабілізації вихідної потужності та частоти : $\pm 0.5\%$ та $\pm 10^{-6}$ відповідно при роботі 460-ГГц гіротрона впродовж довготривалого періоду (>10 годин). Ці величини є гіршими за стабілізації окремо потужності або частоти, тем не менш вони цілком задовольняли вимоги до ДПЯ-ЯМР спектроскопії. Було показано допустиме відхилення радіусу резонатора при тепловому розширенні та вплив відбитих від резонатору електронів на якість параметрів стабілізації.

РОЗДІЛ 5
ДВОВИМІРНИЙ АНАЛІЗ ЗБУДЖЕННЯ ГІБРИДНИХ
ОБ'ЄМНО-ПОВЕРХНЕВИХ МОД У ЧЕРЕНКОВСЬКОМУ
ЕЛЕКТРОННО-ВАКУУМНОМУ ГЕНЕРАТОРІ ТГц
ДІАПАЗОНУ

5.1 Вступ

Не зважаючи на рекордні рівні потужності гіротрона в ТГц діапазоні, найбільший його недолік, що заважає його широкому застосуванню є відносно великі розміри та вартість. Тому, разом з дослідженнями, що направлено на зменшення розмірів та вартості гіротрону [285, 319], активно розробляються більш компактні твердотільні генератори, та низьковольтні електровакуумні генератори на Черенковському випромінюванні. На даний час вже розроблено твердотільні джерела з вихідною потужністю до 200 мВт на 265 ГГц, 10 мВт на 500 ГГц [74]. Таким чином, твердотільні прилади можуть конкурувати зі звичайними електровакуумними СВ компактними черенковськими генераторами потужністю до 100 мВт на 400 ГГц (клинотрон [98, 99]), ВВО [85], генератором дифракційного випромінювання [104], оротрон [112, 159]. Вихідна потужність клістронів з розподіленою взаємодією (ЕІО-КРВ) може сягати десяти

ват в діапазоні вище 0.25 ТГц [113]. Однак частотна настройка ЕЮ є вузькою, та самі КРВ є доволі дорогими через технологічні труднощі. Розвитку черенковських генераторів в ТГц діапазоні перешкоджають ряд факторів таких як: згасання ВЧ поля від уповільнювальної системи, високі омичні втрати, технологічні обмеження виготовлення дрібно-структурних елементів та їх охолодження, необхідність емісії пучків високої щільності та їх транспортування в високих фокусуєчих магнітних полях, зниження ефективності вихідних хвилеводів та конкуренція мод в надрозмірних структурах, тощо. Наприклад, у даному розділі показано, що в традиційному клинотроні, що працює на поверхневій хвилі зі зсувом фази, близьким до π , навіть при достатньо високій потужності взаємодії, вихідна потужність є досить низькою, оскільки електромагнітне поле сильно згасає, поки досягає вихідного хвилеводу. Експериментально доведено, що чим вище омичні втрати, тим менший зсув фази на період відповідає оптимальній вихідній потужності [96].

Для подолання перешкод ефективної взаємодії в ТГц діапазоні, було запропоновано роботу генератору в режимі об'ємно-поверхневих хвиль, що виникають в системі із неоднорідною гребінкою та верхнім рефлектором [138, 201]. Початково ідея полягала в тому щоб поєднати переваги режиму генерації на поверхневої хвилі з високим імпедансом зв'язку та режиму генерації на об'ємній хвилі як в ГДВ, що є більш високо добротним та менш чутливим до омичних втрат.

В даному розділі ці дослідження продовжуються та цей режим

вивчається більш ретельно. Так, теоретично показано, що збудження гібридних об'ємно-поверхних мод є дуже перспективним для підвищення ефективності та вихідної потужності ТГц Черенковських генераторів. Гібридна об'ємно-поверхнева мода виникає в резонаторі з неоднорідною (періодично змінюваною) ґраткою. Однією з власних мод відкритої неоднорідної решітки є витікаюча хвиля, яка містить як гармоніку, що випромінюється у вільний простір, так і поверхневу гармоніку (поверхневий плазмон-поляритон), яка поширюється вздовж решітки [96, 122, 173, 201, 203, 320-327]. Розміщення металевої стінки над ґраткою викликає відбиття випромінюючої гармоніки назад до ґратки з подальшим зв'язком випромінюючої гармоніки з хвилею, що має такі ж властивості, що і поверхневий плазмон поляритон (SSPP). Оскільки відбита випромінювальна гармоніка утримується в об'ємі резонатора (перетворюючись на об'ємну хвилю) і з'єднується з поверхневим плазмонним поляритоном, таку гібридну моду назвемо об'ємно-поверхневою. У [138, 201] показано, що завдяки існуванню як об'ємних, так і поверхневих гармонік, гібридний об'ємно-поверхневий режим має переваги до приладів із швидкою (об'ємною) хвилею (висока добротність, менша чутливість до омічних втрат, ефективний вихід випромінювання) та к і до приладів на поверхневих хвилях (високий опір зв'язку з електронним пучком). Крім того, такі гібридні моди можуть володіти новими унікальними властивостями, які не є комбінацією об'ємних і поверхневих хвиль. Наприклад, можуть з'явитися «міжтипова взаємодія мод» [206, 207], складні режими

конкуренції режимів тощо. Зауважимо, що в гібридному режимі об'ємна і поверхнева хвилі зв'язуються, на відміну від випадку, коли і об'ємна, і поверхнева хвилі збуджуються на різних частотах [328], разом синхронних з електронним пучком [329]. При цьому об'ємні швидкі хвилі можуть збуджуватися в резонаторі за рахунок відбиття поверхневої хвилі на кінцях решітки [171, 330].

5.2 Вплив зменшення резонансності електродинамічної системи клинотрону при збільшенні омичних втрат на вихідні характеристики

Аналіз результатів розрахунків клинотрона згідно з багатомодовою теорією [331] показав що можлива т.з. кооперація мод при наближенні до π виду коливань, коли різниця між власними частотами мод, що відрізняються за аксіальним індексом (кількістю варіацій поля уздовж поздовжньої координати) стає доволі малою. Ця теорія базується на припущенні фіксованої аксіальної структури ВЧ поля з певними власними частотами та добротностями [97, 332]. Для перевірки меж застосування багатомодової теорії та впливу омичних втрат на взаємодію мод, в даному підрозділі проводиться порівняння результатів двомірної багатомодової (резонансної) теорії, теорії ЛЗХ з частковими відбиттями на кінцях [333] та моделювання в пакеті

MAGIC 3-D [334].

Двомірну модель клинотрона показано на рис. 5.1. Резонатор клинотрона містить хвилевод з гребінкою та відбивачів в площині $z = 0$, L . Вихідний хвилевід розташований поблизу електронної гармати. Стрічковий електронний потік рухається з початковою швидкістю v_e в магнітному полі, що нахилено до поверхні решітки під кутом α . У клинотроні, як і в звичайному ЛЗХ, електронний потік взаємодіє з -1-ю просторовою гармонікою, фазова швидкість якої близька до швидкості електронів. Моді двомірного резонатора відрізняються поздовжнім і поперечним індексами.

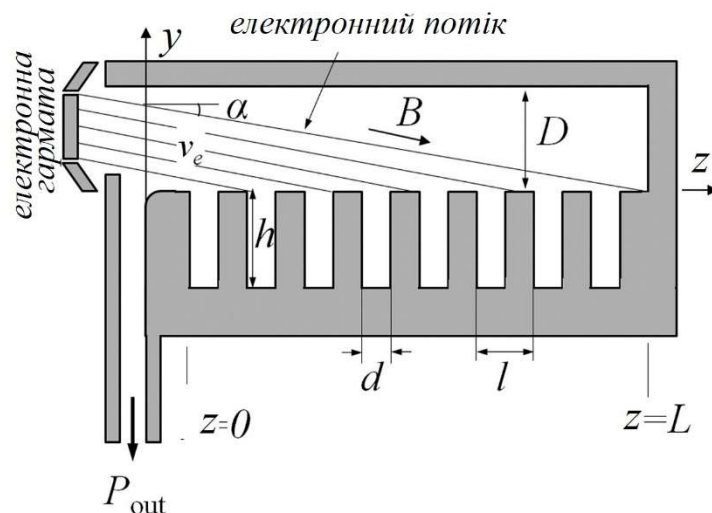


Рисунок 5.1 - Схематична модель клинотрона

Використовуючи відомі вирази для полів у двомірному хвилеводі з гребінкою, припускаючи залежність від часу як $e^{-i\omega t}$ і розглядаючи ідеально відбиваючі стіни на площинах $z = 0, L$ запишемо просторовий розподіл поля поздовжніх мод наступним чином [97]

$$\begin{cases} E_{zm} = \operatorname{Re} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nm} \sinh(\gamma_{nm}(y-D)) \cos(k_{nm}z) \right], \\ E_{ym} = \operatorname{Re} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} i a_{nm} \frac{k_{nm}}{\gamma_{nm}} \cosh(\gamma_{nm}(y-D)) \sin(k_{nm}z) \right], \\ H_{xm} = \operatorname{Re} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} i a_{nm} \frac{\omega}{c\gamma_{nm}} \cosh(\gamma_{nm}(y-D)) \cos(k_{nm}z) \right]. \end{cases} \quad (5.1)$$

де $k_{nm} = \frac{2\pi n}{l} + \frac{\pi m}{L}$ хвилеве число n -ї просторової гармоніки; $m = 1, 2, 3 \dots$ – аксіальний індекс моди, що визначає кількість варіацій поля уздовж Oz , $\gamma_{nm} = \sqrt{k_{nm}^2 - k^2}$ поперечне хвилеве число (вісь z), L довжина уповільнювальної системи, D відстань між гребінкою та верхньою стінкою, a_n – амплітуда n -ї просторової гармоніки. Зауважимо, що (5.1) записано у наближенні ідеально-провідного металу та не враховують омічних та дифракційних (вивід випромінювання до навантаження) втрат. Ці втрати можна врахувати за допомогою введення мнимої часті частоти або добротності мод [335].

Дійсні частини власних частот ω_n , в довго-хвильовому наближенні ($l \ll \lambda$) можна визначити із дисперсійного рівняння [97]:

$$\frac{1}{k \tan(kh)} = \frac{d}{l} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\left[\sin\left(\frac{k_{nm}d}{2}\right) / \left(\frac{k_{nm}d}{2}\right) \right]^2}{\gamma_{nm} \tanh(\gamma_{nm}D)}. \quad (5.2)$$

Вихрове поле ($\operatorname{div} \vec{E} = 0$) високодобротного резонатору може бути представлено як розклад по власним ортогональним модам:

$$\vec{E} = \sum_m A_m(t) \vec{E}_m(r) \quad (5.3)$$

де $\vec{E}_m(r)$ моди резонатору визначені в (5.1). Беручи до уваги припущення повільної зміни амплітуди поля упродовж періоду ВЧ коливань: $\left| \frac{dC_m}{dt} \right| < \omega C_m$, можна записати нестационарне рівняння для комплексних амплітуд [336]:

$$-\frac{dC_m}{dt} + i(\omega - \omega_m)C_m = \frac{1}{N_m} \int_V \overline{\vec{j}(t)\vec{E}_m} e^{i\omega t} dV, \quad (5.4)$$

де $C_m(t) = 2\omega_m A_m(t) e^{i\omega t}$ - повільно змінна (усереднена за ВЧ період) амплітуда m^i моди, N_m - норма моди.

Для знаходження струму електронного потоку \vec{j} , в загальному випадку необхідно вирішити трьохмірне рівняння руху [167, 337]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^3 \left\{ -\frac{\Phi}{2} [\text{Re } E_z] + E_{sp} - \Phi \beta_c^2 v_x B \sin \alpha \right\}, \\ \frac{d^2Y}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{\Phi}{4} [\text{Re } E_z] + E_{spy} - \right. \\ \quad \left. - \beta_c^2 v_x \left(\frac{\Phi}{2} B \sin \alpha + \frac{dY}{d\xi} B \cos \alpha \right) \right\}, \\ v_x = \frac{2}{\Phi} (Y - Y_0) B \cos \alpha - B \xi \sin \alpha, \\ \theta = \omega t - \Phi \xi - \phi_0; Y = z\omega/v_0, \tilde{I}_z(Y) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(\theta+\phi)} d\phi, \\ j_z = J_0 \tilde{I}_z / M, j_y = \frac{J_0}{M} \frac{2v_e}{\omega L} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{dY}{d\xi} e^{i(\theta+\phi)} d\phi, \\ E_{spz} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \text{Im} \{ e^{-i(\theta+\phi_0)} \tilde{I}_z \}, E_{spy} = \beta_q^2 (Y - Y_0) \end{array} \right. \quad (5.5)$$

З початковими умовами:

$$\begin{cases} v_i = v_0, \theta_i(\xi = 0) = \frac{d\theta_i}{d\xi}(\xi = 0) = 0 \\ Y = Y_j, j = 1, \dots, M, Y_1 = \frac{\Delta}{l/\phi}, Y_M = \frac{a+\Delta}{l/\phi}, \\ \phi_{0i} = \frac{2\pi}{N}, i = 1, \dots, N \end{cases} \quad (5.6)$$

де $\beta_q = \frac{\omega_p L}{v_e} \Phi = \frac{\omega L}{v_e}$; $\xi = \frac{y}{L}$, $Y = \frac{z}{l/\phi}$, $\beta_c = \frac{\omega_c L}{v_e}$, $\omega_c = \frac{e}{m} B$, v_e – початкова швидкість електронів, B – статичне магнітне поле, Δ – відстань між електроном та гребінкою, a товщина електронного потоку, E_{spy} та E_{spz} поздовжнє та поперечне поле просторового заряду.

Рівняння руху розв'язувалось чисельно за допомогою техніки великих частинок. Загальна кількість частинок, що входять у простір взаємодії протягом періоду T - $M \times N$; заряд кожної частинки - IT/MN , де I – струм електронного потоку [336]. Струм пучка, знайдений із рішення (5.5), підставляється в (5.4). Тому рівняння збудження (5.4) і рівняння руху електронного потоку (5.5) утворюють самоузгоджену систему рівнянь. Час інтегрування рівняння (5.4) дорівнює періоду коливань T . Необхідно оцінити потужність взаємодії та ефективність електронів, усереднені за ВЧ-період T , який набагато менший за час прольоту електронів через резонатор клинотрона $t_{tr} = L/v_e$. Це дозволяє вивчати перехідні процеси швидше, ніж t_{tr} . Підкреслимо, що в (5.4) не накладається жодних умов на розділення частот резонатора, що дозволяє розглядати перекриття смуг пропускання мод. Однак слід помітити, що в клинотроні резонансні криві частково перекриваються

[338], і сильне перекривання смуги пропускання мод може відбуватися при низькій добротності, що свідчить або про високі омичні втрати, або про низькі відбиття від кінця решітки, що не можна описати багатомодовою теорією.

Тому для такого випадку можна записати рівняння збудження поля для резонансної ЛЗХ з урахуванням відбиття від кінців періодичної структури. Електричне поле представлено тут як сума прямої та зворотної хвиль, що взаємодіють з електронним пучком [333]:

$$\vec{E} = C^+(z, t)\vec{E}_p(y, k)e^{i(kz-\omega t)} + C^-(z, t)\vec{E}_{-p}(y, k)e^{i(-kz-\omega t)} \quad (5.7)$$

де \vec{E}_p - $p^{\text{та}}$ хвилеводна мода; її поперечний розподіл є таким же як і в (5.1). Перетворення зворотної хвилі в пряму і навпаки описуються наступними рівняннями [333]:

$$\begin{aligned} C^+(0, t) &= R_1 C^-(0, t) \\ C^-(L, t) &= R_2 C^+(L, t)e^{i2kL} \end{aligned} \quad (5.8)$$

Поширення зворотної та прямої хвиль описуються рівняннями:

$$\begin{cases} \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial C^-}{\partial t} - \frac{\partial C^-}{\partial z} + \gamma C^- = \frac{1}{\tilde{N}_{-p}} \int_S \overline{\vec{j}(t)\vec{E}_p} e^{i\omega t} dS \\ \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial C^+}{\partial t} + \frac{\partial C^+}{\partial z} + \gamma C^+ = 0 \end{cases} \quad (5.9)$$

де γ - постійна згасання, $\tilde{N}_p(k)$ - норма хвилі, $v_{gr}(k)$ - групова швидкість хвилі. Всі параметри в (5.7-5.9), що залежать від хвильового числа k , що знаходиться з дисперсійного рівняння (5.2). Для належного порівняння з багатомодовою теорією коефіцієнти відбиття R_1 і R_2 встановлені рівними -1. Зауважимо, що таке припущення не враховує вихідну потужність і дозволяє аналізувати лише електронний ККД.

Дисперсія клинотрона 0,1 ТГц, розрахована за (5.2), показана на рис. 5.2 у формі власних частот проти нормалізованого хвильового числа. Це показує, що пучок електронів з низькою швидкістю взаємодіє з невеликою кількістю мод, а потік електронів з високою швидкістю (при наближенні до π -виду) взаємодіє з великою кількістю мод. Для клинотрона 0,1 ТГц довжиною $L = 17$ мм різниця між сусідніми модами для електронного пучка 3 кВ складає близько 1,5 ГГц. Для електронного пучка 4 кВ вона становить менше 0,5 ГГц.

Моделювання виконано для випадку роботи клинотрона з відносно низьким струмом електронного потоку, який забезпечує переважно одночастотний режим навіть під час взаємодії мод. Параметри досліджуваного клинотрона наведені в Таблиці 5.1.

Розглянемо зону генерації клинотрона (ККД і частотні залежності від напруги електронного пучка). Порівняння розв'язків рівнянь багатомодової теорії (5.4)-(5.5) і рівнянь лампи зворотної хвилі (5.5), (5.9) з $R_1 = R_2 = 0$, $R_1 = R_2 = -1$ та ПІС моделювання (MAGIC 3-D) показано на рис. 5.3 як залежність електронного ККД та частоти від прискорювальної напруги. Рис. 5.3 а для паралельного потоку ($\alpha = 0^\circ$),

а рис. 5.3 б для клинотронного режиму ($\alpha = 0.6^\circ$).

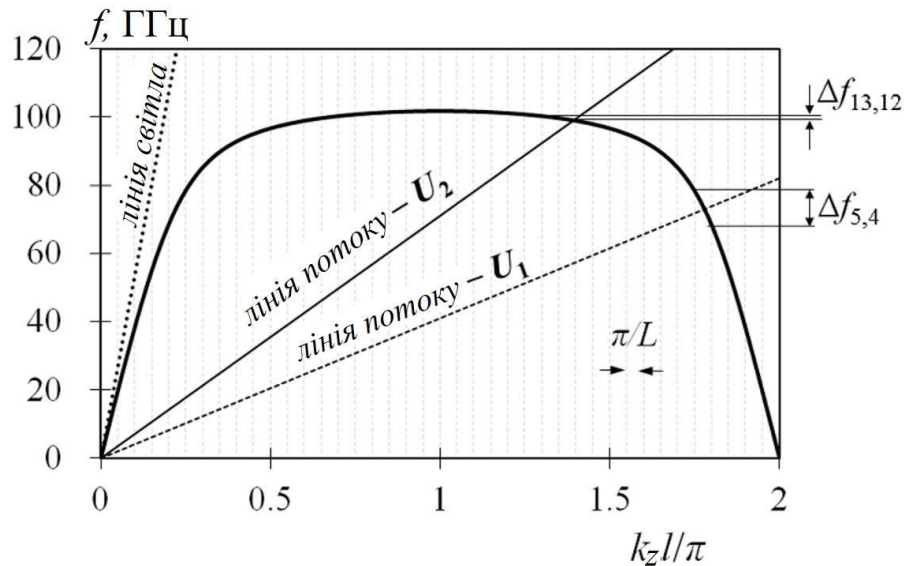


Рисунок 5.2 - Дисперсія уповільнювальної системи клинотрона 0.1

ТГц: $l = 0.28$ мм, $h = 0.66$ мм, $d = 0.14$ мм, $L = 17$ мм, $D = 0.6$ мм.

Спектр резонансних хвильових чисел еквідистантний і визначається довжиною гребінки

Для належного порівняння результатів теорії з моделюванням РІС обидві конфігурації були без виводу потужності. Теорія одномодового режиму справедлива, коли резонансні частоти резонатора не перекриваються, що має місце для нижчих частот і, отже, нижчих напруг електронного потоку. Для напруг електронного пучка нижче 3 кВ зони генерації окремі (або близькі до цього, рис. 5.3). Експериментальні результати [96] показали якісну згоду в тому сенсі, що для нижчих напруг зони потужності подібні до одномодової

генерації, а зі збільшенням напруги (3,5-4,5 кВ) спостерігається деяка суміш резонансної поведінки з безперервним перестроюванням частоти.

Відзначимо, що резонансні властивості клинотрона забезпечують підвищення електронного ККД, особливо для низького діапазону напруг (2,5-4 кВ). У випадку резонансної ЛЗХ, ККД також підвищується порівняно з нерезонансним випадком, але він є меншим, ніж у клинотрона. Відбиття у випадку ЛЗХ здебільшого викликають режим автомодуляції через насичення ККД.

Таблиця 5.1

Параметри гребінки та електронного потоку

прискорювальна напруга	$U = 2.7-5$ кВ
струм потоку	$I = 57-80$ мА
товщина потоку	$a = 0.14$ мм
ширина потоку	$w_b = 2.5$ мм
ширина гребінки	$w_g = 3$ мм
період гребінки	$l = 0.28$ мм
ширина канавки	$d = l/2$
глибина канавки	$h = 0.66$ мм
висота хвилевода	$D = 0.6$ мм
довжина гребінки	$L = 17$ мм
фокусує магнітне поле	$B = 0.4$ Тл

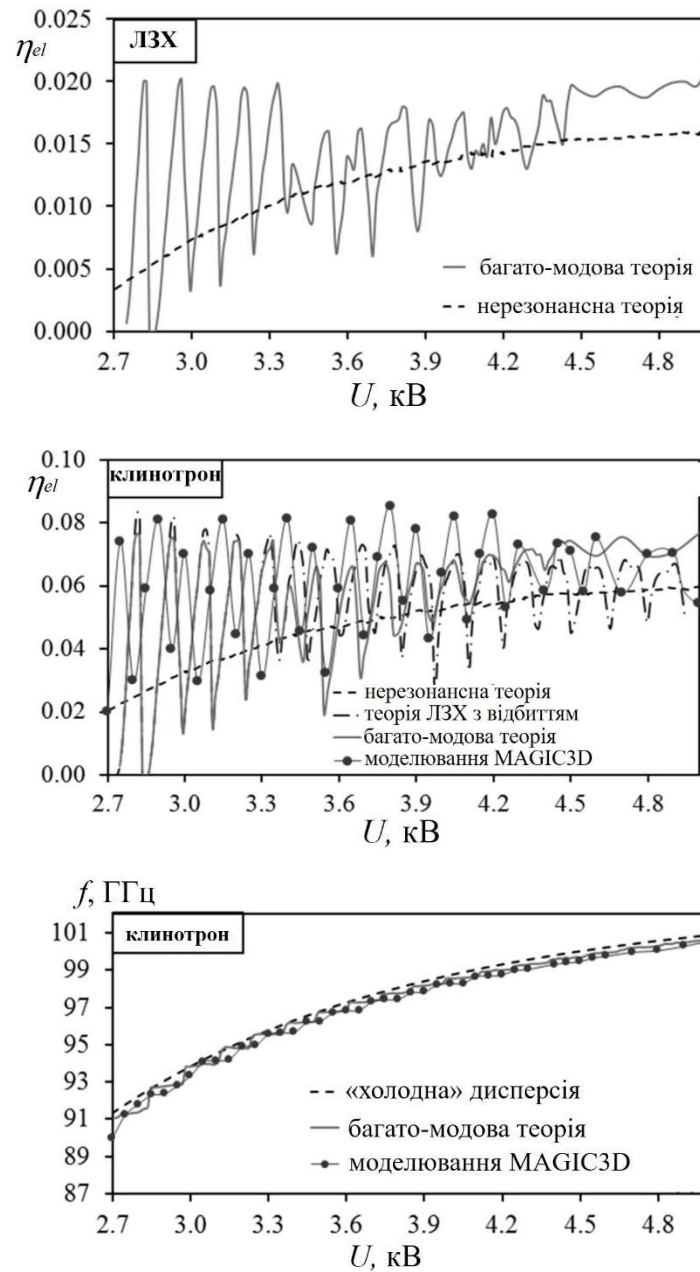


Рисунок 5.3 - Електронний ККД а) ЛЗХ режиму ($\alpha = 0^\circ$) та б) клинотронного режиму ($\alpha = 0.6^\circ$); в) частота клинотрону ($\alpha = 0.6^\circ$) в залежності від прискорювальної напруги

Для напруги електронного пучка 2,5-3,3 кВ опір зв'язку низький, що обумовлює низький ККД нерезонансного генератора. У

резонансному випадку, низький імпеданс компенсується високим коефіцієнтом добротності через низькі омичні втрати, а електронний ККД є високим. У цій області генерація близька до одномодового випадку, що викликає стрибки частоти. При вищій напрузі електронного пучка (3,5-4,2 кВ) розрив між резонансними частотами резонатора зменшується, а омичні втрати збільшуються. Це обумовлює одночасну взаємодію електронного пучка з кількома модами. Тут з рис. 5.3 стає очевидним, що є кілька піків і падінь ККД, тоді як перестроювання частоти відбувається майже без стрибків. Ці піки спричинені взаємодією мод, а не окремими резонансами, як у попередній області. Гарячий зсув частоти становить приблизно 0,5 ГГц, що менше, ніж розділення мод для електронного потоку 4 кВ. За ще вищої напруги електронного пучка, при наближенні до π виду, резонансні властивості клинотрона знижуються внаслідок збільшення омичних втрат гребінки. Тому при низькій прискорювальній напрузі результати многомодової теорії добре узгоджуються з результатами моделювання MAGIC 3D, а при напрузі 4.5 кВ та вище результати резонансної многомодової теорії розходяться, бо припущення про фіксовану аксіальну структуру стає недійсним завдяки поглинанию біжучої хвилі. Так як з частотою омичні втрати збільшуються, то цим можна пояснити так званий оптимальний набіг фази для різних частотних діапазонів, отриманим емпірично [96]: чим вище частотний діапазон, тим далі оптимальний набіг від π .

Наприклад, моделювання за допомогою MAGIC 3D клинорону

та ЛЗХ на діапазон 0.6 ТГц вказує на суттєвий вплив омичних втрат як на ефективність електронно-хвильової взаємодії, так і особливо на вихідну потужність, що можна бачити з рис. 5.4 де показано аксіальний розподіл ВЧ поля та енергію електронів. Можна бачити, що к області початку простору взаємодії, де зазвичай знаходиться вивід випромінювання, амплітуда ВЧ поля згасає за рахунок омичних втрат при слабкій взаємодії (або навіть поглинання ВЧ енергії електронним потоком).

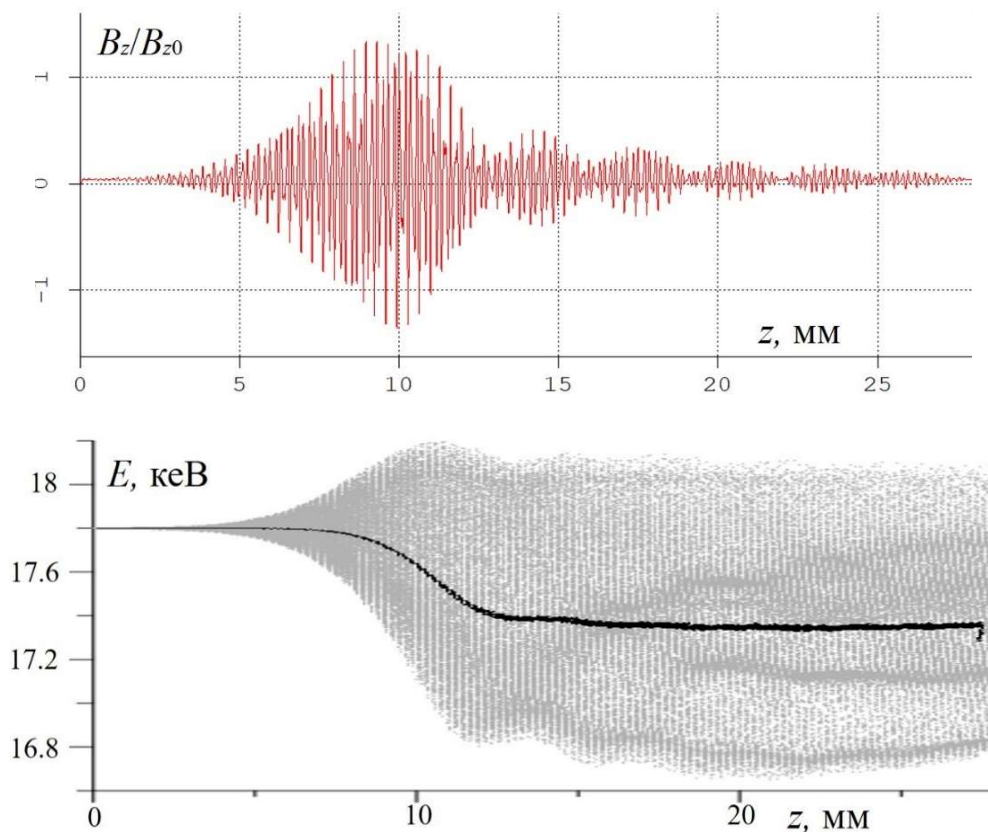


Рисунок 5.4 - Режим генерації ЛЗХ на частоті 0.6 ТГц. Параметри гребінки: $l = 0.07$ мм, $h = 0.09$ мм, $d = 0.035$ мм, $L = 28$ мм: а) розподіл ВЧ поля над гребінкою ($y=0$) та б) фазовий простір часток

Тому вихідна потужність набагато менша за потужність електронно-хвильової взаємодії. В кінці простору взаємодії, амплітуда ВЧ поля є малою також за рахунок згасання хвилі через омичні втрати, так і через перегрупування електронного потоку.

5.3 Рівняння збудження електронним потоком витікаючих хвиль і гібридних об'ємно-поверхневих коливань в Черенковському генераторі

Для знаходження власних мод відкритої неоднорідної ґратки та випромінювання, що збуджується пучком електронів, що рухається над ґраткою, було виписані рівняння в [201]. ВЧ поля над N -ступеневою гребінкою та всередині канавок представлені наступним чином (рис. 5.5):

$$H_x = \sum_{s=-\infty}^{\infty} A_s e^{ik_{zs}z} e^{ik_{ys}y};$$

$$H_x = \sum_{n=0}^{\infty} D_{nq} \cos \left(\sqrt{\varepsilon k^2 - \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2} (y + h_q) \right) \cos \left(\frac{n\pi}{d} (z - ql) \right) \quad (5.10)$$

де $k_{zs} = k_0 + 2\pi s/L$; $L=Nl$; l – малий період гребінки; d – ширина канавки; $k_{ys} = \sqrt{k^2 - k_{zs}^2}$; $k_0 = \omega/v_e$; v_e – швидкість електронів, h_q – глибина q^i канавки, $q=1, \dots, N$. Діелектрик з комплексною проникністю

$\varepsilon=1+i\varepsilon''$ заповнює канавки для моделювання діелектричних або омичних втрат. Система рівнянь для знаходження ВЧ поля, що збуджується модульованим електронним потоком з густиною струму $j = j_0 \delta(y) e^{i(\frac{\omega}{v_e} z - \omega t)}$ в довго-хвильовому наближенні ($d \ll \lambda$) становить:

$$\sum_{p_0=1}^N D_{p_0} [\delta_p^{p_0} \cos(\sqrt{\varepsilon} k h_p) + i \frac{kd}{L} \sin(\sqrt{\varepsilon} k h_{p_0}) \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin(k_{zs} d/2)}{k_{zs} d/2} \right)^2 \frac{e^{ik_{zs}(p-p_0)l}}{k_{ys}}] = \tilde{j}_0 e^{ipk_0 l}, \quad (5.11)$$

де D_q амплітуди мод в q^i канавці.

Без електронного потоку права частина рівняння (5.11) дорівнює нулю, і воно зводиться до дисперсійного співвідношення. В області витікаючих хвиль ($k_{zs} < k$) хвильове число k_{zs} є комплексним і його мнима частина відповідає втратам на випромінювання, що у вільний простір. Розв'язуючи (5.2), знаходимо поля, що збуджуються над 3-ступеневою гребінкою, потоком, що характеризується k_0 (через швидкість v_e) і частотою модуляції ω . На діаграмі $\omega-k_0$ (рис. 5.5 а) насиченість тону пропорційна потужності електронно-хвильової взаємодії. На відміну від дисперсії відкритої ґратки, тут ці точки відповідають лише ефективному зв'язку пучка з хвилями. Через відносно високі втрати в матеріалі ($\varepsilon'' \neq 0$) та на випромінювання, резонанс при синхронізмі потоку і хвилі є широким, що можна бачити на рис. 5.5 а. Крім того, на діаграмі можна бачити область. Що відповідає випромінюванню Сміта-Перселла (ВСП, SPR), яке не є власною модою відкритої решітки, але

може збуджуватися модульованим пучком. Можна побачити, що, наприклад, згусток з енергією 11000 еВ, в основному збуджує дві витікаючі хвилі приблизно на 550 ГГц (майже перпендикулярно до решітки, $k_{z(-2)} \cong 0$) і на 630 ГГц. Моделювання, проведене РС солвером MAGIC2D, якісно підтверджує цей висновок, показуючи дві витікаючі хвилі з різною частотою, кутом випромінювання та шириною спектральної лінії (рис. 5.5 б).

Як уже зазначалося, для генерації коливань у міліметровому діапазоні в [173] використовували систему з відкритою ґраткою, де вихідним випромінюванням була витікаюча хвиля. У порівнянні зі звичайним ЛЗХ, пусковий струм в даному випадку вище через втрати на випромінювання, і вже в субТГц діапазоні такий генератор стає неефективним. Розміщення верхньої стінки викликає відбиття випромінюючої хвилі назад до гребінки. Таким чином, втрати на випромінювання у вільний простір зникають і з'являється додатковий зворотний зв'язок за об'ємною гармонікою. Відповідно, дисперсія закритого хвилеводу з неоднорідною ґраткою містить гілки, які відповідають як чистим поверхневим хвилям відкритої ґратки, так і чистим об'ємним хвилям закритого хвилеводу. Площа перетину гілок відповідає резонансному зв'язку витікаючої хвилі з «поверхневим плазмонним поляритоном». У цій області відбувається так звана «міжтипова взаємодія мод», і власні моди не є чисто поверхневими або об'ємними, а гібридними, що містять як об'ємні, так і поверхневі хвилі.

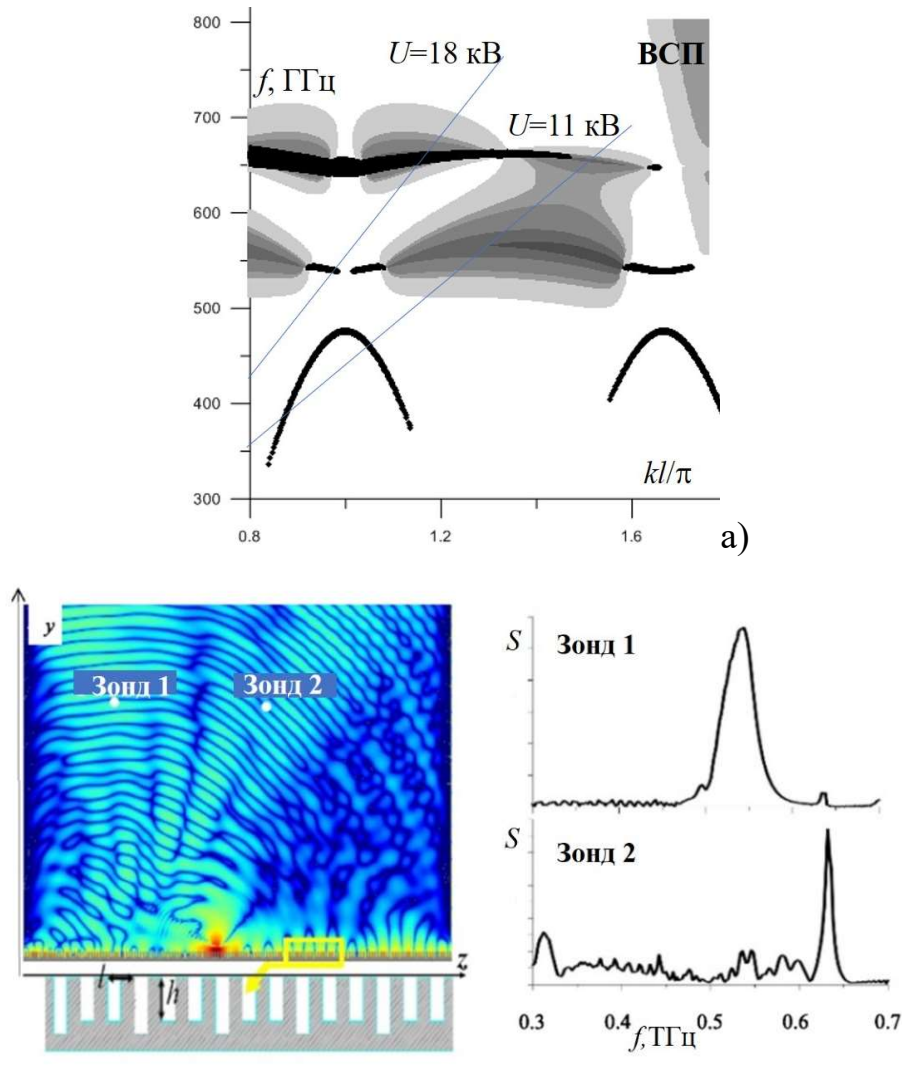


Рисунок 5.5 – Результати моделювання у відкритій 3-ступеневої гребінки (кожна 3-тя канавка з модифікованою глибиною $h_3 \neq h_1$) $l = 0.07$ мм, $h_1 = 0.09$ мм, $h_3 / h_1 = 1.3$: а) ω - k діаграма як рішення задачі дифракції $|G(k)|$; б) моделювання випромінювання, збудженого одиночним згустком за допомогою MACIC2D

Ведемо коефіцієнти гібридизації $R = W_{bl} / (W_{bl} + W_{surf})$ та $U_{bl} = P_{bl} / P$, $U_{surf} = P_{surf} / P$ (де P_{bl} та W_{bl} – потік потужності та енергія об'ємної гармоніки, P_{surf} , W_{surf} – поверхневої гармоніки). Вочевидь, $R=0$, $U_{bl}=0$,

$U_{surf}=1$ виконується для чисто поверхневої моди і $R=1$ виконується для чисто об'ємної моди. Знак U вказує на взаємний напрямок потоків потужності об'ємної та поверхневої гармонік (наприклад $U_{bl}<0$ означає, що об'ємна гармоніка поширюється протилежно поверхневій і потік потужності поверхневої хвилі більший; у точці, де потоки протилежні, але рівні за абсолютною величиною, групова швидкість $v_{gr} \rightarrow 0$ та $U \rightarrow \pm\infty$). Система рівнянь для знаходження поля, збудженого згрупованим пучком у закритому хвилеводі:

$$\sum_{p_0=1}^N D_{p_0} [\delta_p^{p_0} \cos(\sqrt{\epsilon} k h_p) + \frac{kd}{L} \sin(\sqrt{\epsilon} k h_{p_0}) \sum_{r=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin(k_{zs}d/2)}{k_{zs}d/2} \right)^2 \frac{e^{ik_{zs}(p-p_0)l}}{\tan(k_{ys}D)k_{ys}}] = \tilde{f}_0 e^{ipk_0 l} \quad (5.12)$$

Дисперсійні діаграми $\omega-k_0$ показано на рис. 5.6 для 3-х ступеневої гребінки при декількох значеннях висоти хвилеводу D та глибини канавки h . Смуга частот гібридного режиму, групова швидкість v_{gr} , R та U залежать від параметрів хвилеводу та гребінки, які будуть правильно підібрані відповідно до бажаного режиму роботи. Різноманітність режимів коливань (які будуть розглянуті нижче під час гарячого моделювання з MAGIC2D) можна приблизно описати наборами значень v_{gr} , U_{surf} , U_{bl} , R . Деякі з них позначені в дисперсіях як $A-D$:

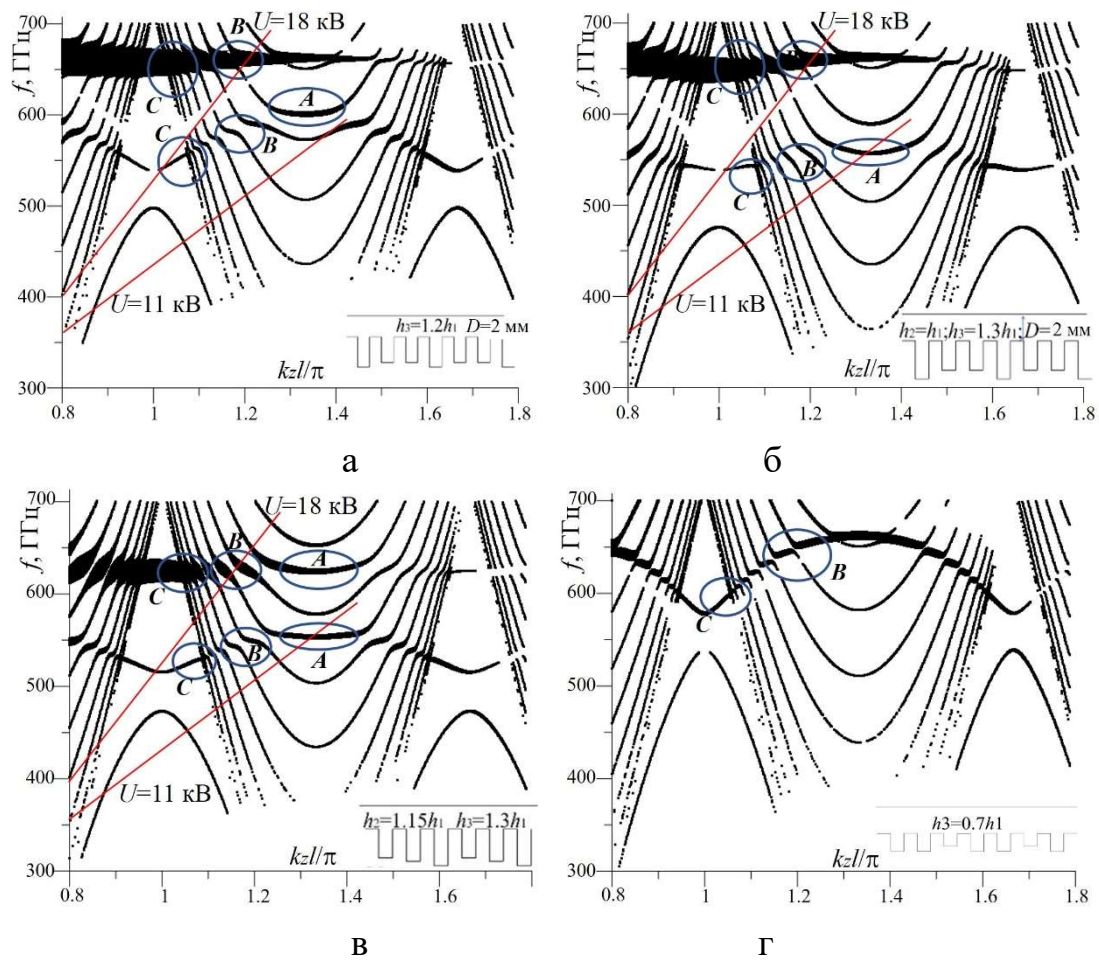


Рисунок 5.6 - Дисперсії хвилеводів, що містять гребінку з періодом $l = 0.07$ мм, з глибиною канавки $h_1 = 0.09$ мм і висотою $D = 2$ мм. а) $h_3 = 1.3h_1$, $h_2 = h_1$; б) $h_3 = 1.2h_1$, $h_2 = h_1$; в) $h_3 = 1.3h_1$, $h_2 = 1.15h_1$; г) $h_3 = 0.7h_1$, $h_2 = h_1$. Области A-D відповідають різним режимам гібридних мод

(A) Об'ємна хвиля випромінювання майже перпендикулярна до решітки, $v_{gr} \approx 0$ як це має місце в ГДВ та оротроні. Через поверхневу хвилю область $v_{gr} \approx 0$ набагато ширша, ніж для чистого об'ємного швидкого режиму;

(B) Об'ємна хвиля є зворотною (BW) і випромінюється під кутом 120° – 150° до решітки. Поверхнева хвиля є BW або прямою хвилею (FW), а

зворотний зв'язок забезпечується гармонікою зворотного випромінювання;

(C) Схоже до (B) де об'ємна хвиля є ВW, але кут випромінювання близький до 180° до решітки. Цей факт робить режим майже нечутливим до висоти хвилеводу D ;

(D) Поверхнева хвиля – ВW, а об'ємна – FW; зворотний зв'язок в основному забезпечується зворотною поверхневою хвилею.

З дисперсій, показаних на рис. 5.6, можна зробити висновок, що будь-який з вищевказаних режимів може бути реалізований належною напругою електронного пучка та набором параметрів хвилеводу.

Для розгляду ефектів, що відбуваються при збудженні ВЧ полів електронним потоком кінцевої довжини та при довільному ($\left| \frac{dA}{dz} \right| \ll h_e$) закону модуляції електронного потоку (рис. 5.7):

$$I(z) = A(z)I_0 e^{ih_e z - i\omega t}, \quad 0 < z < Lg \quad (5.13)$$

скористаємося Фур'є розкладом струму ЕП:

$$\begin{aligned} A(z) &= \int_{-\infty}^{\infty} A(k_z) e^{ik_z z} dk_z \\ A(k_z) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{Lg} A(z) e^{-ik_z z} dz \end{aligned} \quad (5.14)$$

та відповідно знайдемо ВЧ поле користуючись рішенням $G(k)$ для хвилі струму нескінченної довжини $A(k_z) e^{ik_z z - i\omega t}$ знайденого при вирішенні

(5.11) або (5.12):

$$E_d = A(k_z) e^{ik_z z - i\omega t} \sum_n G\left(k_z + \frac{2\pi n}{L}\right) e^{i\frac{2\pi n}{L} z} e^{\sqrt{k^2 - \left(k_z + \frac{2\pi n}{L}\right)^2} a}$$

$$E_d = e^{ih_e z} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_z) e^{ik_z z} \sum_n G(h_e + k_z + \frac{2\pi n}{L}) e^{i\frac{2\pi n}{L} z} e^{\sqrt{k^2 - \left(h_e + k_z + \frac{2\pi n}{L}\right)^2} a} dk_z \quad (5.15)$$

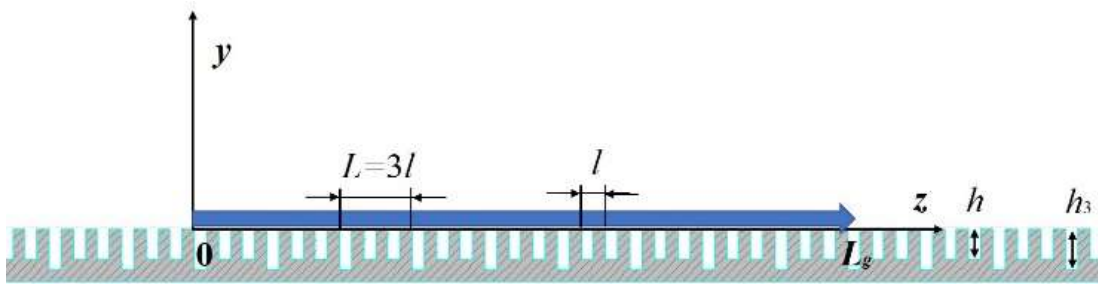


Рисунок 5.7 - Схема структури з кінцевим по довжині струмом

Відповідно рішення $G(k)$ із (5.11) відповідає збудженню ВЧ поля над відкритою гребінкою, тоді як рішення $G(k)$ із (5.12) відповідає збудженню ВЧ поля в закритому безкінечному хвилеводі. Полюси функції $G(k, f)$, двомірне відображення модуля якої показано на рис. 5.5, відповідають власним модам, і без втрат (омічного/діелектричного чи випромінювання у вільний простір) полюси мають лише дійсну частину. Власними модами біперіодичної гребінки є, або чисто поверхневі хвилі (чистий SSPP), або поверхневі хвилі з випромінюванням витікаючої хвилі (LW SSPP), які є основою хвильових антен SSPP (SSPP LWA) [320-324]. З рис. 5.5 можна побачити, що через додаткові втрати на

випромінювання, $G(k)$ є менш резонансним для LW SSPP (чим вищі втрати, тим плавніше $G(k)$), ніж для чистого SSPP. На відміну від власних мод, SPR не є власною модою відкритої ґратки, тому $G(k)$ є досить гладким у цій області, як впливає з теорії SPR [105, 339, 340]. У випадку верхньої провідної стінки, ситуація стає протилежною: найвужчий $G(k)$ – для SPR, який перебуває в резонансі з об’ємними модами двомірного хвилеводу, а $G(k)$ в області чистого SSPP – майже такий же, як і для відкритої гребінки, і є найширшим.

Самоузгоджена 2D задача передбачає опис як збудження ЕМ полів, так і їх взаємодії з електронним пучком. Отже, для строгого самоузгодженого аналізу має бути вирішено задачу дифракції ЕМ-хвилі, пов’язаної з кінцевим по довжині ВЧ-струмом ($I(z) = A(z)e^{ih_e z - i\omega}$, $0 < z < L_g$), на ґратці та підставити отриману z -компоненту електричного поля в області пучка $E_d(I)$ у одномірне рівняння руху електрона (5.5) в наближенні нескінченного магнітного поля.

5.4 Збудження електронним потоком випромінювання Сміта-Перселла та витікаючих хвиль у випадку відкритої гребінки

Розглянемо прямолінійний пучок електронів при $y=a$ з початковою швидкістю $v_0 = \beta c$ ($\beta < 1$), який модулюється в зазорі на початку решітки і далі рухається над решіткою у продовж відстані L_g в нескінченному магнітному фокусуєчому полі (рис. 5.7).

Хоча головною метою даної роботи є аналіз збудження таким потоком витікаючих хвиль, для повної картини слід також розглянути випадок збудження випромінювання Сміта-Перселла (ВСП, SPR) [341], та порівняти властивості збудження ВСП та витікаючої хвилі.

5.4.1 Збудження електронним потоком випромінювання Сміта-Перселла в лінійному наближенні

Розглянемо найпростіший випадок збудження SPR у лінійному режимі, для якого рівняння руху можна записати як [341]:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} - 2ih_e \frac{\partial I}{\partial z} - h_e^2 I = CE_d(I) \quad (5.16)$$

$$I_z(z=0) = 0; I'_z(z=0) = I'_0$$

Граничні умови виникають внаслідок модуляції швидкості. Внаслідок вищезазначеного факту слабкої резонансності SPR та лінійного наближення, $G(k)$ може бути розкладено в ряд:

$$G(h_e + k_z) \approx G(h_e) + \sum_{m=1}^{m_0} (k_z)^m \frac{G^{(m)}(h_e)}{m!} \quad (5.17)$$

А синхронне електричне поле можна представити у вигляді

$$E_d = e^{ih_e z} G(h_e) \int_{-\infty}^{\infty} A(k_z) e^{ik_z z} dk_z + e^{ih_e z} \sum_n \frac{G^{(n)}(h_e)}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_z) (k_z)^n e^{ik_z z} dk_z \quad (5.18)$$

З чого можна записати:

$$E_d = G_0 I + \sum_{m=1}^{m_0} (i)^m \frac{G^{(m)}}{m!} \frac{d^m I}{dz^m} \quad (5.19)$$

Оскільки $G(k)$ є гладкою функцією, і розглядається лінійний режим, похідні в сумі (5.19) можна опустити, і остаточне рівняння має вигляд:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} - 2ih_e \frac{\partial I}{\partial z} - h_e^2 I = CG_0 I$$

Чие рішення має вигляд так званих хвиль просторового заряду:

$$I = \frac{I'_0}{2ih_q} (e^{ih_q z} - e^{-ih_q z}) e^{ih_e z} \quad (5.20)$$

де $h_q = \sqrt{-CG_0} = \frac{\omega_q}{v_0}$.

Завдяки властивостям G_0 для SPR, повільна хвиля просторового заряду зростає впродовж z , в той час як швидка хвиля просторового заряду згасає [342, 343], що призводить до так званого ефекту «self-amplified spontaneous emission» (SASE) [343]. В результаті петлюнок діаграми спрямованості [344], що відповідає повільній хвилі

просторового заряду, є більш інтенсивним (рис. 5.8 а) а середня швидкість електронів зменшується з відстанню по z (рис. 5.8 б).

5.4.2 Збудження Leaky Wave SSPP

У разі збудження власних мод відкритою нребінки при $k=k_{SSPP}$, абсолютне значення $G(k_{SSPP})$ є більшим, ніж $G(k_{SPR})$ при збудженні SPR, що не є власною модою. Таким чином, лінійне наближення дійсне для набагато менших струмів пучка для LW SSPP, чим для випадку SPR. Ще одна відмінність від попереднього підрозділу при розв'язуванні рівняння (5.15) полягає в тому, що розкладання в ряд, як у (5.17), більше не дійсне через полюси $G(k)$ при $k=k_{SSPP}$.

Таким чином, самоузгоджене рішення у випадку збудження LW SSPP модульованим електронним пучком було виконано чисельно за допомогою ітераційної процедури: спочатку розв'язувалось нелінійне рівняння руху електрона з використанням підходу макрочастинок [283], щоб знайти першу гармоніку ВЧ-струму $I(z)$ і його Фур'є-складові $A(k)$. На другому кроці знаходилося електричне поле в області потоку E_d за допомогою (5.15). Підставивши знайдене E_d в рівняння руху, знову було знайдено ВЧ струм $I(z)$ і так далі. Ітераційна процедура була припинена після того, як була досягнута хороша точність. Кількість ітерацій збільшується в нелінійному режимі і сильно залежить від струму пучка, довжини прольоту електронів L_g , швидкості електронів v_0 і залежності $G(k)$ в околиці h_e . Зауважимо, що на відміну від так званої

«самоузгодженої теорії», яка використовується для звичайних ЕВП, де електронний потік взаємодіє з полем «холодної» моди, тут ми отримуємо рішення без цього наближення.

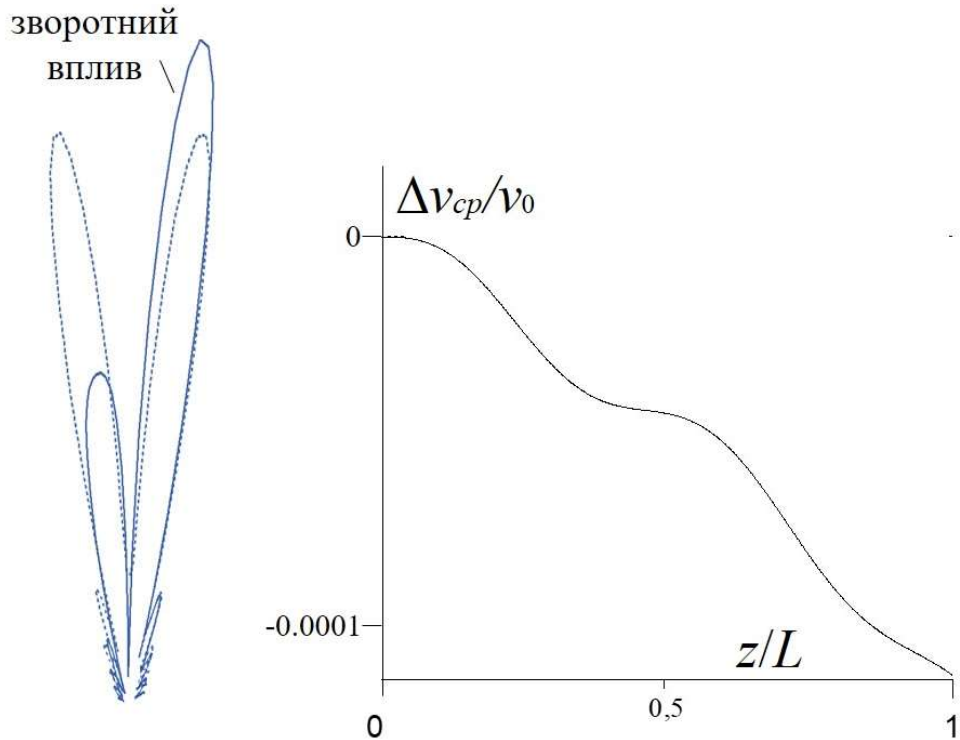


Рисунок 5.8. - Вплив власного поля випромінювання на: а) діаграму спрямованості випромінювання; б) середню швидкість електронів

Спочатку розглянемо випадок низького струму, щоб вивчити лінійний режим. Чисельний розв'язок (5.14), що показано на рис. 5.9, забезпечує збільшення просторової Фур'є-компоненти $A(k)$ ВЧ-струму, що відповідає повільній хвилі просторового заряду, що подібно до випадку SPR. Середня швидкість електронів монотонно зменшується вздовж ґратки, як у випадку SPR, і зі збільшенням струму пучка цей

ефект стає більш помітним. Найбільшою відмінністю від звичайного режиму поверхневої хвилі є те, що майже немає насичення з довжиною, навіть коли електронний ККД наближається до 10%, як можна побачити на рис. 5.10.

Зменшення швидкості електронів спричиняє розширення просторового спектру першої гармоніки ВЧ струму $A(k)$ і появу компонентів з більшим хвильовим числом k (або меншою фазовою швидкістю v_{ph} оскільки $k=\omega/v_{ph}$), як показано на рис. 5.11. Це стає більше помітним зі збільшенням або струму пучка (рис. 5.11 а), або довжини взаємодії (рис. 5.11 б).

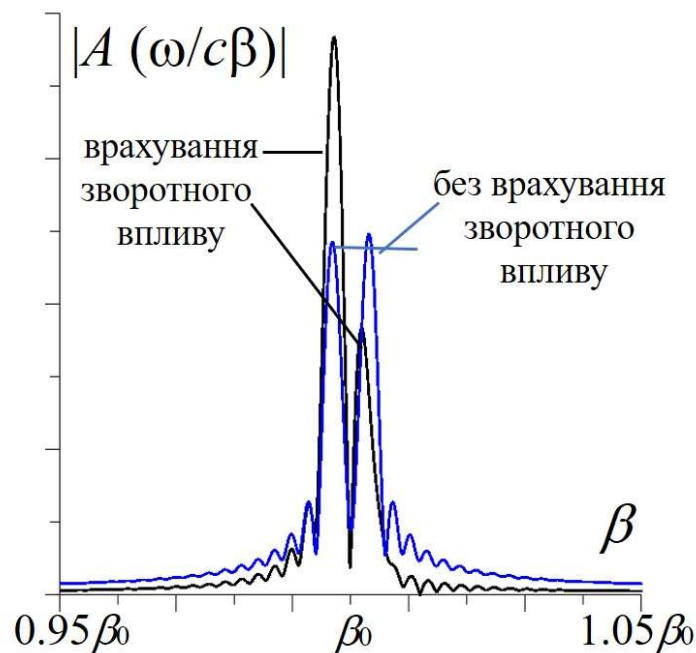


Рисунок 5.9 - Спектральний розподіл ВЧ-струму при збудженні LW SSPP в лінійному режимі. Прискорювальна напруга $U=17800$ В, електронний струм $J=6$ мА/мм, $f=0.66$ ТГц

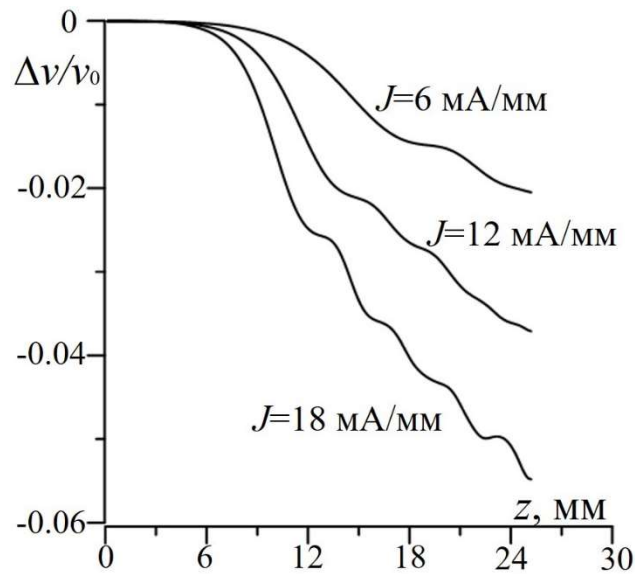


Рисунок 5.10 - Залежність середньої швидкості електронів від поздовжньої координати у випадку збудження LW SSPP при кількох струмах пучка. $U=17800$ В

З рис. 5.11 б можна побачити, що зі збільшенням довжини в просторових спектрах $A(k)$ з'являються додаткові хвильові числа, тоді як форма $A(k)$, що з'являється на менших довжинах, залишається майже незмінною.

Щоб з'ясувати причину таких залежностей швидкості та просторового спектру від z , було детально досліджено амплітуду та фазу ВЧ-струму та ВЧ-поля вздовж решітки.

Спочатку розділяється абсолютне значення та фаза ВЧ поля, щоб знайти «миттєве» хвильове число $\Delta k(z)$:

$$E_d(z) = |E(z)|e^{i\phi(z)}e^{ih_e z} \quad (5.21a)$$

$$\phi(z) = \int_0^z \Delta k(\tilde{z})d\tilde{z} \quad (5.21б)$$

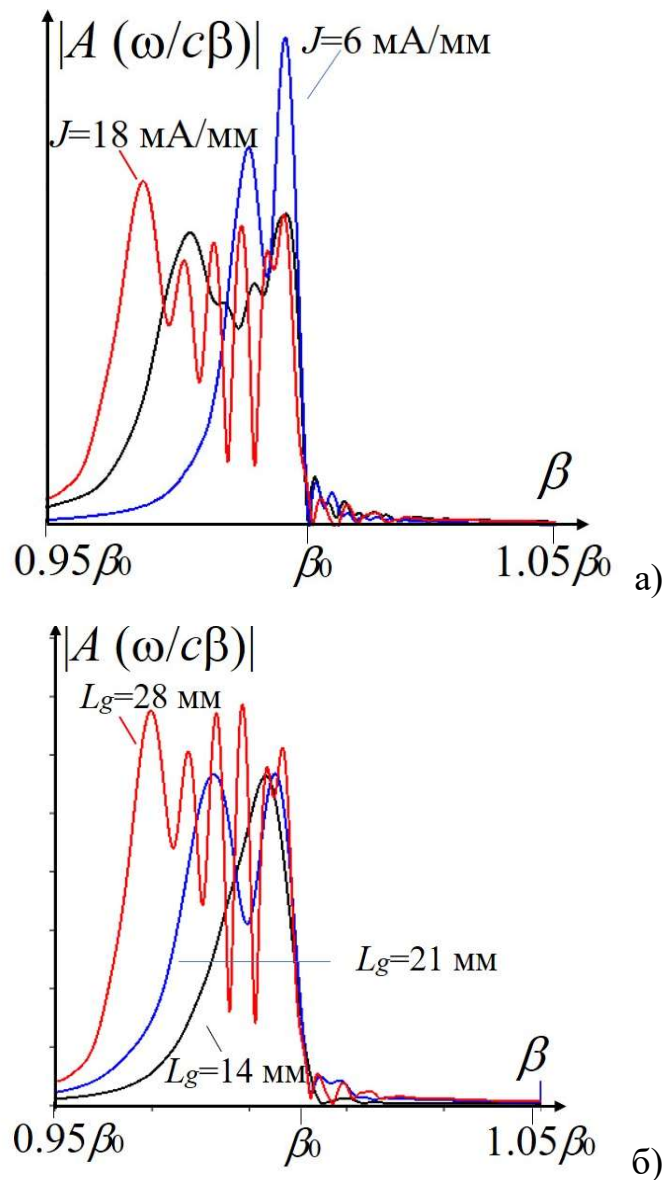


Рисунок 5.11 - Просторовий спектру ВЧ струму $A(k)$ в нелінійному режимі LW SSPP. а) при різних струмах пучка; б) різної довжини

Рис. 5.12 демонструє поздовжню залежність середньої швидкості електрона $\frac{\bar{v}(z)}{v_0} - 1$ разом з нормованою потужністю витікаючого випромінювання P_{rad} та омичних втрат P_{ohm} , абсолютне значення першої гармоніки ВЧ струму $|I|$ і зсув хвильового числа Δk .

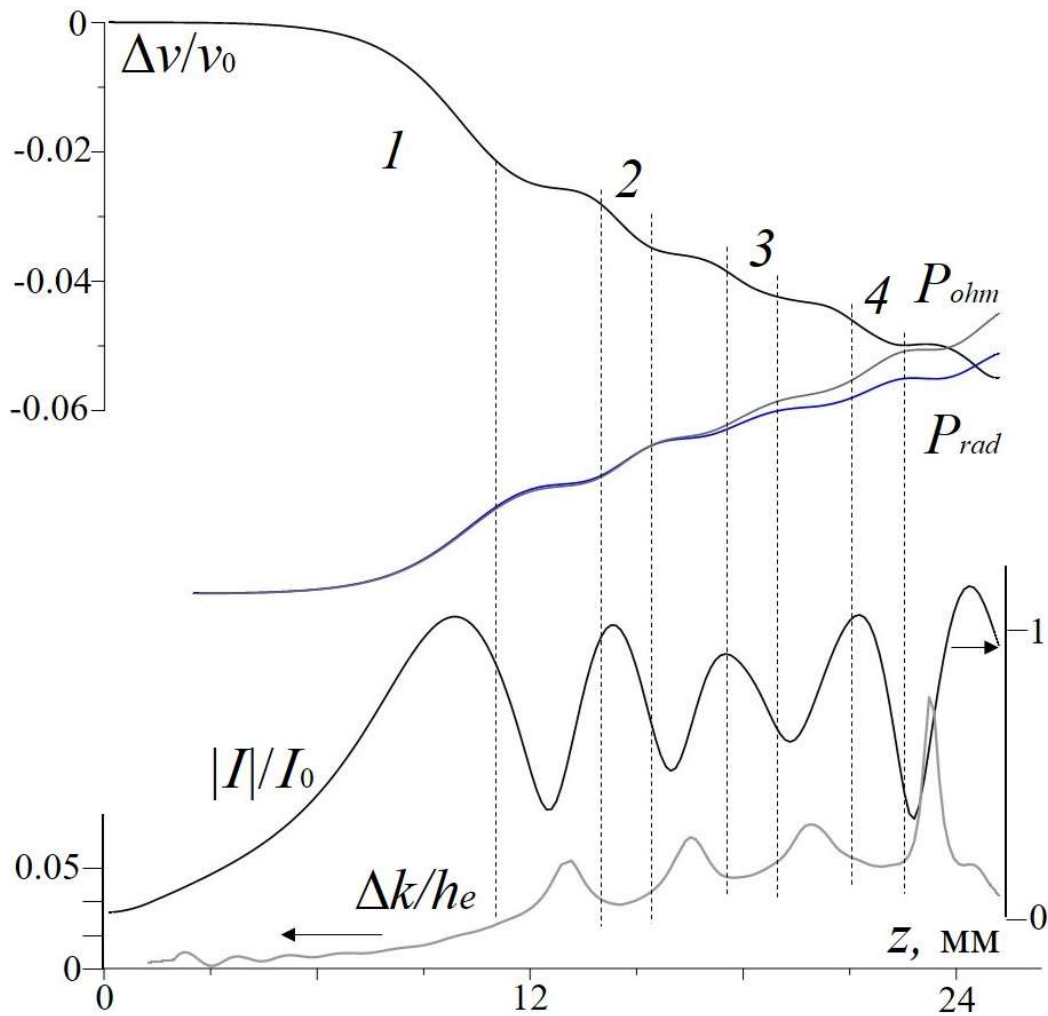


Рисунок 5.12 - Поздовжня залежність середньої швидкості електронів, нормованої потужності випромінювання та омичних втрат P_{rad} і P_{ohm} , абсолютне значення ВЧ струму $|I|$ та хвильового числа Δk .

Прискорювальна напруга $U=17.8$ кВ, струм пучка $J=18$ мА/мм, $f=0.66$ ТГц

Області 1-4, позначені на рис. 5.12, відповідають сильному зниженню швидкості, а між цими областями похідна швидкості майже дорівнює нулю. Практично така ж поведінка втрат на випромінювання

P_{rad} . Натомість, поведінка Δk є протилежною: на ділянках 1-4 Δk слабо змінюється, а між ділянками фаза швидко перемикається [264]. Области перемикавання фаз практично збігаються з мінімумами ВЧ струму, тобто поблизу областей розгрупування електронів. Тому витікаюче випромінювання з областей де $\Delta k \approx const$, є когерентним з підвищеною інтенсивністю, тоді як між цими областями випромінювання не є когерентним і його інтенсивність низька. У свою чергу, потужність омичних (діелектричних) втрат залежить тільки від абсолютної величини ВЧ поля, тому її зростання не є сильним, коли абсолютна величина ВЧ поля мала.

Ці області зазвичай збігаються з областями різкого зсуву фаз, і через це поведінка P_{rad} та P_{ohm} є схожою. Таким чином, порівнюючи рис. 5.11 б і рис. 5.12, можна прийти до висновку, що практично монотонне розширення $A(k)$ з довжиною, спричинене когерентним випромінюванням витікаючої хвилі, а зменшення середньої швидкості відбувається в цих областях через втрати на випромінювання витікаючої хвилі.

У лінійному режимі кут випромінювання витікаючої хвилі можна приблизно знайти з дисперсії LW SSPP:

$$\cos \alpha = \frac{k_z}{k} = \frac{h_e \left(1 + \frac{\omega_p}{\omega}\right) - \frac{4\pi}{3l}}{k} = \frac{1 + \frac{\omega_p}{\omega}}{\beta_e} - \frac{2}{3} \frac{\lambda}{l} \quad (5.22)$$

Розподіл компоненти ВЧ поля H_x отриманий в наближенні лінійного режиму добре узгоджується з (5.22), що показано на рис. 5.13 а . Проте

в нелінійному режимі при $\Delta k \neq const$, (5.22) можна використовувати для приблизної оцінки кута лише для областей 1-4, де $\Delta k \approx const$. Із (5.22) також можна приблизно знайти зміну кута із середньою швидкістю як $\Delta\alpha \approx \frac{\Delta\beta_e}{\beta_e^2 \sin\alpha}$, що для параметрів гребінки та напруги пучка, які відповідають рис. 5.12, дає $\Delta\alpha \approx -10^\circ$ при $\Delta\beta_e = -0.05\beta_e$. Розподіл ВЧ поля, розрахований для цього випадку (рис. 5.13 б), підтверджує припущення, що випромінювання з областей з різними $\Delta k(z)$ відбувається з дещо різними кутами. Кут витікаючої хвилі, що випромінюється з області 1, збігається з лінійним випадком, а кут випромінювання від останнього сегмента решітки змінюється на значення, що є досить близьким до вище зробленої грубої оцінки.

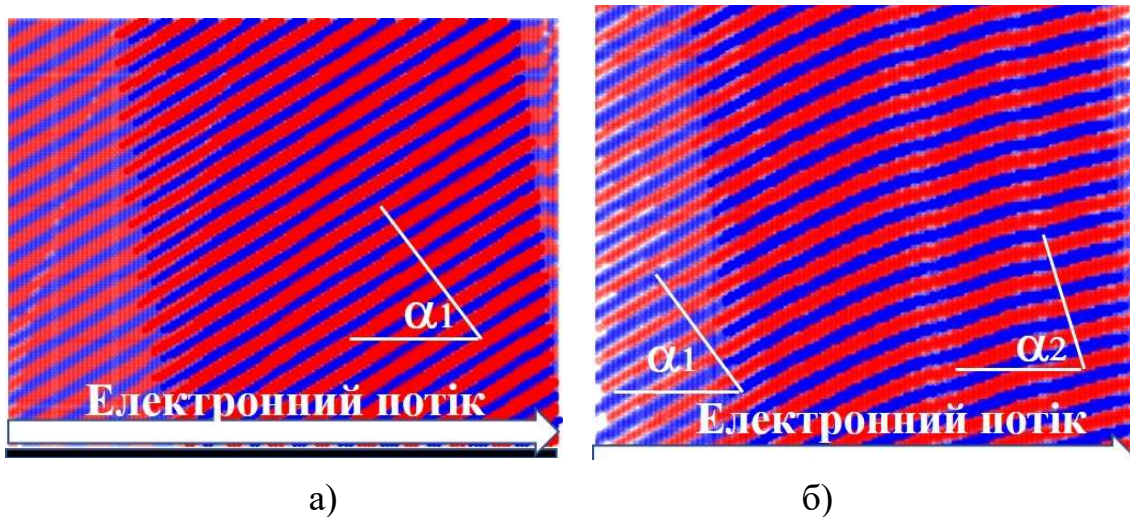


Рисунок 5.13 - Розподіл випромінювання витікаючої хвилі:

а) в лінійному наближенні ($J=1$ мА/мм) та б) в нелінійному випадку
($J=18$ мА/мм)

5.5 Режими генерації на гібридних об'ємно-поверхневих модах

5.5.1 Зворотний зв'язок на об'ємній зворотній хвилі за рахунок верхньої стінки при прямолінійному електронному потоці

У попередньому підрозділі розглядався випадок коли електронний потік модулювався при $z \approx 0$. Для забезпечення режиму самозбудження над гребінкою можна розташувати провідну стінку для відбиття витікаючої хвилі назад до ґратки на ділянці $z \approx 0$ (рис. 5.14) для модуляції електронного пучка

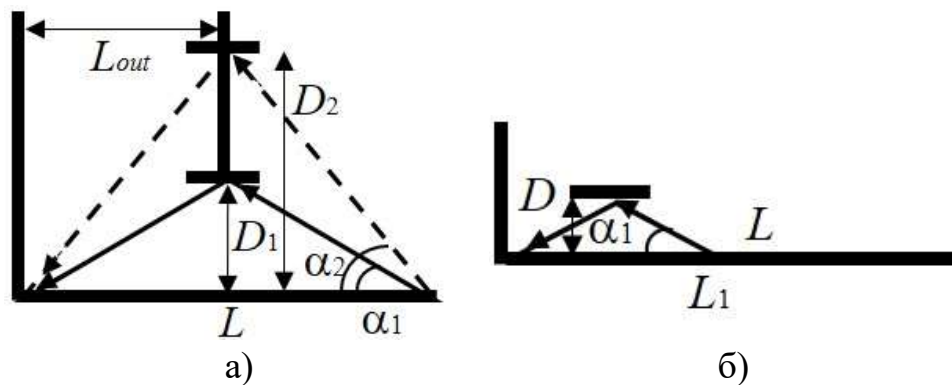


Рисунок 5.14 - Ескізи, що демонструють промені, які відповідають гармоніці випромінювання для випадків: а) різних відстаней між ґратами та б) відбивачем D і різних положень відбивача

Таким чином створюється зворотний зв'язок для генерації коливань. У конфігурації з рефлектором або провідною стінкою відбита витікаюча хвилі перетворюється в об'ємну моду хвильоводу, яка разом із

SSPP становить гібридну об'ємно-поверхневу моду (HBSM).

Можна припустити, що режим з одиничним відбиттям, є менш чутливим до омичних втрат, і, отже, стартовий струм може бути суттєво зменшений за рахунок збільшення довжини ґратки (Зауважимо, що збільшення довжини простору взаємодії також потребує детального аналізу транспортування потоку, який тут опущено).

З рис. 5.14 (а) можна побачити, що довжина решітки, відстань до відбивача та кут випромінювання приблизно співвідносяться як

$$L_g \tan \alpha \approx 2D \quad (5.23)$$

Як було показано в попередньому підрозділі, такий режим не сильно чутливий до перегрупування потоку, і, отже, можна припустити, що ефективність повинна зростати з довжиною без насичення. Щоб перевірити це припущення разом із теоретичними результатами, у цьому розділі виконується моделювання PIC FDTD за допомогою MAGIC2D. Щоб належним чином розглянути вплив омичних втрат у моделюванні, значення провідності матеріалу береться 1.7×10^7 См/м що приблизно в 3 рази менше, ніж у ідеальної безкисневої міді (зазвичай таке значення в діапазоні 0,5-0,7 ТГц вважається обумовленим шорсткістю поверхні, тощо). Параметри 3-ступеневої решітки та напруга пучка такі ж, як у попередньому підрозділі: $l = 0.07$ мм, $h_1 = 0.09$ мм $h_3 = 1.3h_1$, $U=17800$ В. Товщина емітера - 0.02 мм. При $L_g=28$ мм та $D=17$ мм (що приблизно задовольняє (5.23)) 2D пусковий струм

був приблизно $I_{st} = 6$ мА/мм (в трьохвимірному випадку це еквівалентно до $J=30$ А/см²). Кут випромінювання в лінійному режимі дуже добре узгоджувався з (5.23) і був однаковим для всієї гребінки. Для дослідження сильно нелінійного режиму, робочий струм було підвищено до $I=6I_{st}$ і змодельовано дві конфігурації, показані на рис. 5.14 а і рис. 5.14 б. Результати першого моделювання нелінійного режиму з використанням такої ж відстані гребінка-рефлектор, що й у лінійному режимі ($D=17$ мм), показали, що через зміну кута випромінювання, в нелінійному режимі рівняння (5.23) не виконується. Це призводить не тільки до неоптимальної довжини зворотного зв'язку, а й до неоптимальної ширини щілини вихідного випромінювання. Крім того, через високу інтенсивність витікаючої хвилі, зворотний зв'язок стає занадто глибоким, що може призвести до автомодуляції коливань [345]. Тому відстань D слід змінити, щоб зберегти оптимальний стан у нелінійному режимі (згідно з моделюванням, це також може бути досягнуто нахилом верхнього відбивача). Відповідно до приблизних оцінок, зроблених у попередньому підрозділі, нове значення відстані було прийнято $D=20$ мм. Однак самозбудження не відбулося, і розподіл ВЧ поля через 1 нс показано на рис. 5.15. Можна бачити, що оскільки амплітуда ВЧ поля мала під час перехідного процесу, умова зворотного зв'язку (5.23) має виконуватися для «лінійного» α при м'якому збудженні. При $D=20$ мм відбита хвиля не потрапляє в область гребінки, а отже зворотного зв'язку немає.

Щоб перевірити, чи можуть коливання бути збудженні в

жорсткому режимі, було сильно збільшено початковий сигнал, використовуючи початковий пучок з більшим струмом:

$$I = \begin{cases} 12I_{st}, i < ft < i + 0.5 \\ 0, i + 0.5 \leq ft \leq i + 1; i = 0, 1, 2, \dots, \text{int}(f \cdot 0.7 \text{ ns}) \\ 6I_{st}, t > 0.7 \text{ ns} \end{cases} \quad (5.24)$$

У цьому випадку стаціонарний стан досягався приблизно через 5 нс. Електронний ККД становив близько 3,5 %, а вихідний ККД - близько 1,5 %. Розподіл ВЧ поля та фазовий простір електронів показані на рис. 5.16. Можна побачити, що кут випромінювання змінюється вздовж решітки, як теоретично передбачено. Крім того, є дві області монотонного зниження середньої швидкості, де фаза ВЧ поля майже постійна, розділені зоною розгруповування, де фаза ВЧ поля різко змінюється.

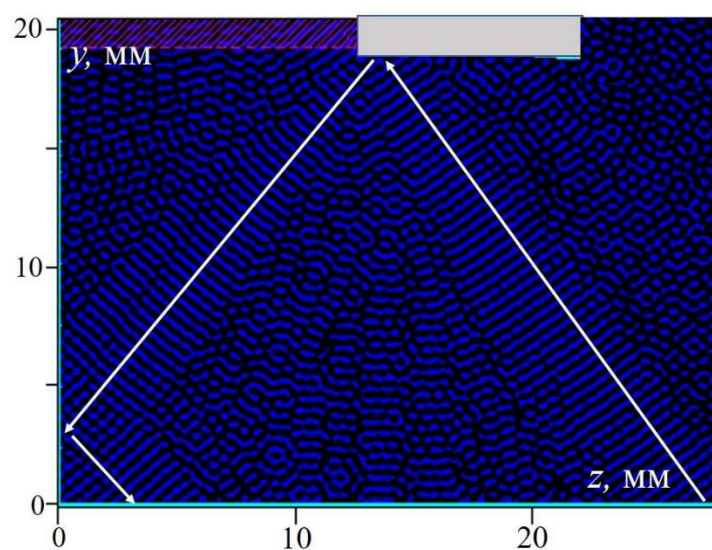


Рисунок 5.15 - Розподіл ВЧ поля під час перехідного процесу у

випадку низького початкового сигналу збудження при $D=20$ мм

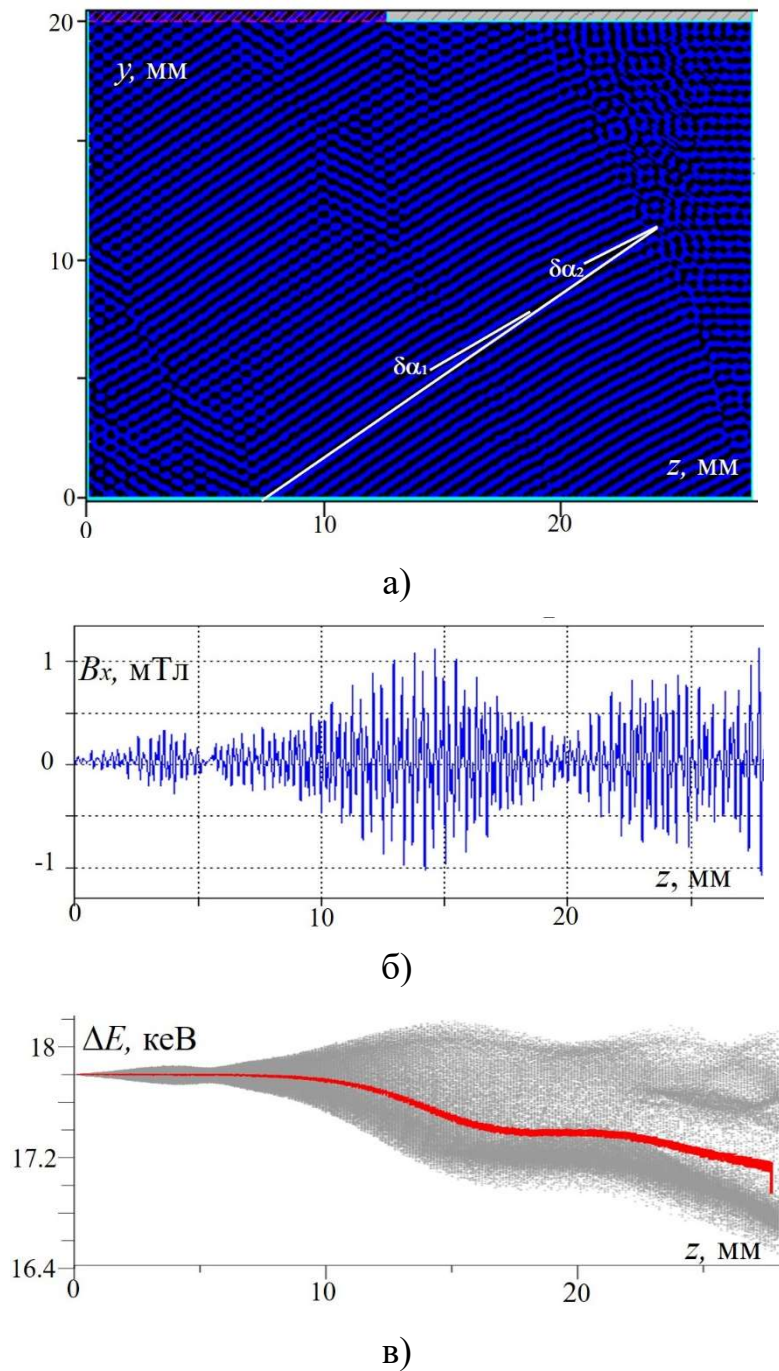


Рисунок 5.16 - Розподіл компоненти поля H_x в сталому режимі а) двомірний та б) одномірний і енергія електронів від поздовжньої відстані у випадку жорсткого збудження при $D=20$ мм

Жорсткий режим збудження за рахунок зміни кута випромінювання вказує на гістерезис по висоті хвилеводу. Це в свою чергу додатково дозволяє контролювати конкуренцію мод при великому електронному струмі.

Оскільки при великому струмі довжина решітки може бути скорочена разом з D , як впливає з рівняння (5.23), можливий інший спосіб розміщення рефлектора, як показано на рис. 5.14 б. Результати моделювання генерації в такій конфігурації показані на рис. 5.17-5.19. Вихідна потужність для цієї конфігурації є загальною потужністю, що поширюється через верхню межу (free space).

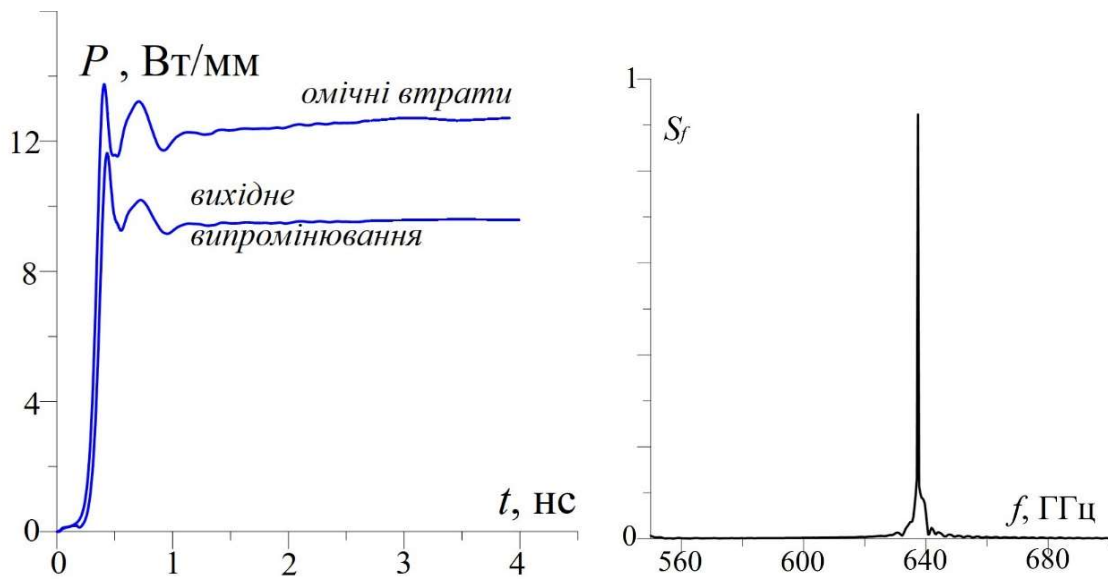


Рисунок 5.17 - Результат моделювання конфігурації, показаний на рис. 5.14 б при $U=17.8$ кВ, $I=36$ мА/мм, $D=3.2$ мм. а) потужність омичних втрат і вихідна потужність від часу; б) нормований спектр вихідного сигналу

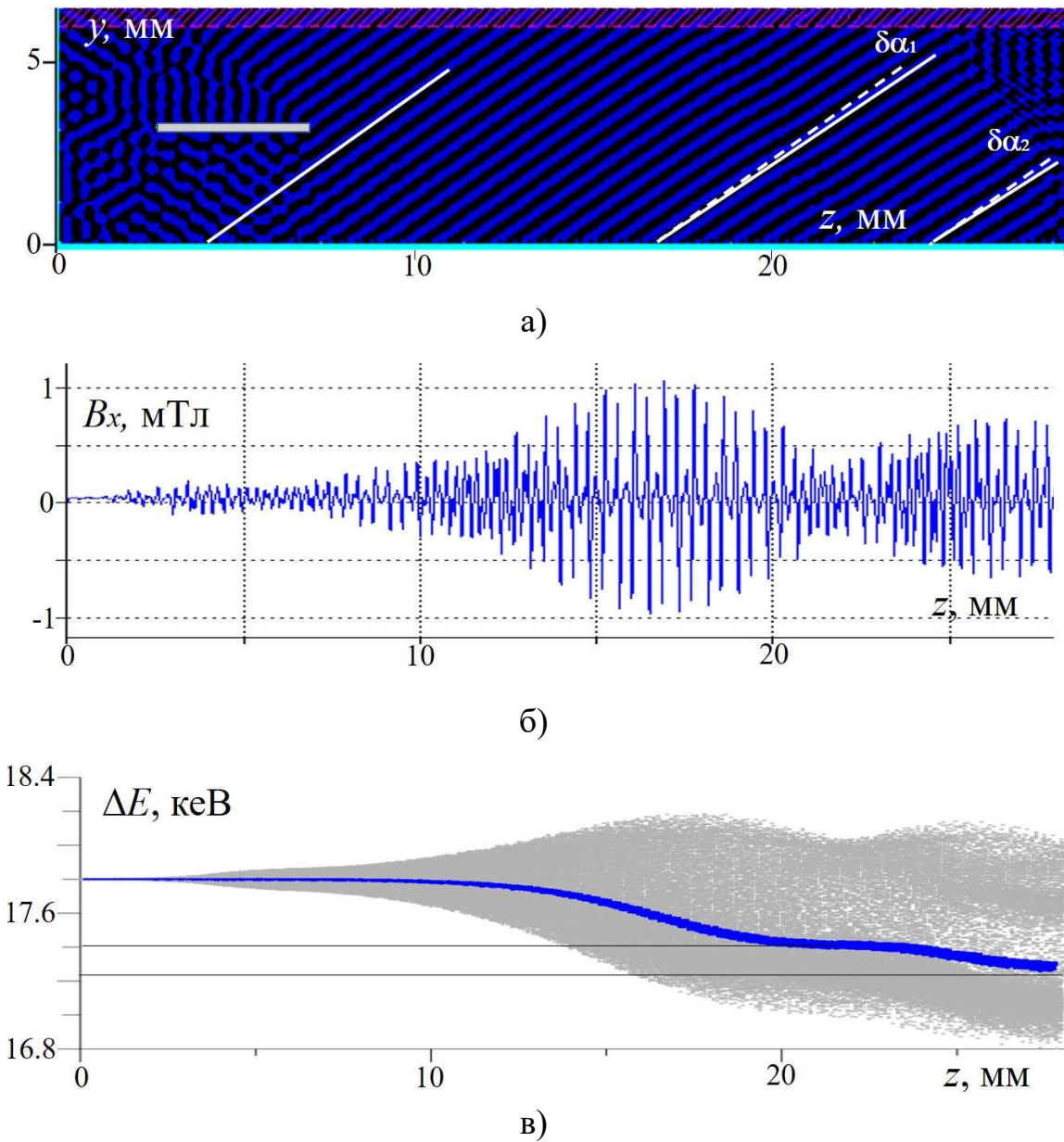


Рисунок 5.18 - Розподіл компоненти поля H_x в сталому режимі а) двомірний та б) одномірний і в) енергія електронів від поздовжньої відстані для конфігурації, показаної на рис. 5.14 б)

Щоб забезпечити розгортку напруги потоку показану на рис. 5.19, напругу збільшували на $\Delta U = 100$ В кожні 5 нс під час моделювання.

На рис. 5.18 показано, що після м'якого самозбудження на першому сегменті гребінки, збуджений LW SSPP на другому сегменті гребінки викликає майже монотонне зменшення швидкості та випромінювання з цього сегменту є вихідним випромінюванням.

Залежності потужності та частоти від напруги пучка, показані на рис. 5.19, коли відстань між гребінкою та відбивачем $D=3,2$ мм, вказують на діапазон електронного перестроювання частоти близько 10 ГГц. Моделювання показує, що комбіноване механічне (зміна D) і електронне перестроювання частоти становить близько 15 ГГц.

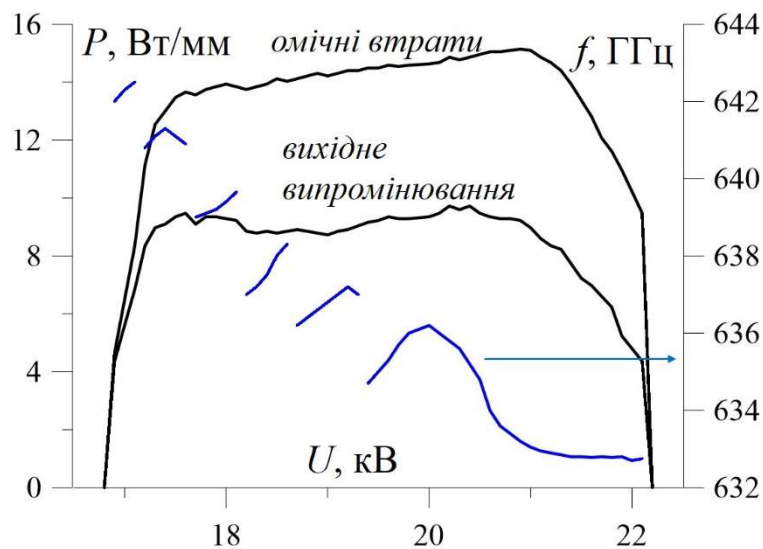


Рисунок 5.19 - Залежність частоти та потужності омічних втрат і вихідного випромінювання від напруги пучка для конфігурації, показаної на рис. 5.14 при $I=36$ мА/мм, $D=3.2$ мм

5.5.2 Режим зворотного зв'язку по зворотній об'ємній гармоніці при куті випромінювання 120-150° в клинотронному режимі

Розглянемо режим, позначений B на дисперсійній діаграмі на рис. 5.6 (а), який відповідає прискорювальній напрузі приблизно 17-19 кВ. За дисперсією кут випромінювання знаходиться в межах 120-150°. Гаряче моделювання взаємодії пучок-хвиля було виконано за допомогою MAGIC2D. Параметри 3-ступеневої решітки такі, як на рис. 5.6, а: $l = 0.07$ мм, $h_1 = 0.09$ мм $h_3 = 1.3h_1$. Висота емітера пучка 0,1 мм і 2D струм $I = 0,2$ А/мм, клинотронний кут (між ґраткою і магнітним полем) $\alpha = 0,4^\circ$. Щоб забезпечити розгортку напруги потоку, напруга збільшувалась на $\Delta U = 50$ В кожні 3 нс під час моделювання: $U(t) = U_0 \pm \Delta U * \text{int}\{t[\text{нс}]\}/3$. Оскільки перехідні процеси зазвичай коротші 3 нс, така процедура еквівалентна розгортці напруги в квазінеперервній роботі. Залежності частоти та потужності від напруги пучка наведено на рис. 5.20 (а) у разі підвищення напруги від 17 кВ до 19,25 кВ при $D=8$ мм і довжині гребінки $L_g = 17$ мм. Скачки потужності та частоти відбуваються при збудженні мод, що відповідають сусідній дисперсійній кривій (рис. 5.6, а). Перестроювання частоти близько 5 ГГц добре узгоджується з дисперсією. Амплітуда ВЧ поля розподіляється досить рівномірно вздовж решітки в цьому режимі, як можна побачити з розподілу на рис. 5.20 б. Це забезпечує електронно-хвильову взаємодію з усіма шарами (див. фазовий простір електронів на рис. 5.20 в)) і ефективний вивід випромінювання при розміщені вихідної щілини в околицях $z=0$. Як згадувалося вище, зворотний зв'язок тут пов'язаний із зворотною об'ємною хвилею, що можна бачити

з розподілу показаному на рис. 5.21 при $D=2, 4, 8$ мм. Моделювання показало, що у випадку, коли L_{fb} (що визначається (5.23) довший за довжину решітки L_g : $L_{fb} > L_g$, коливання спадають (при $L_g=17$ мм і $U=19$ кВ це справедливо для $D \cong 10$ мм).

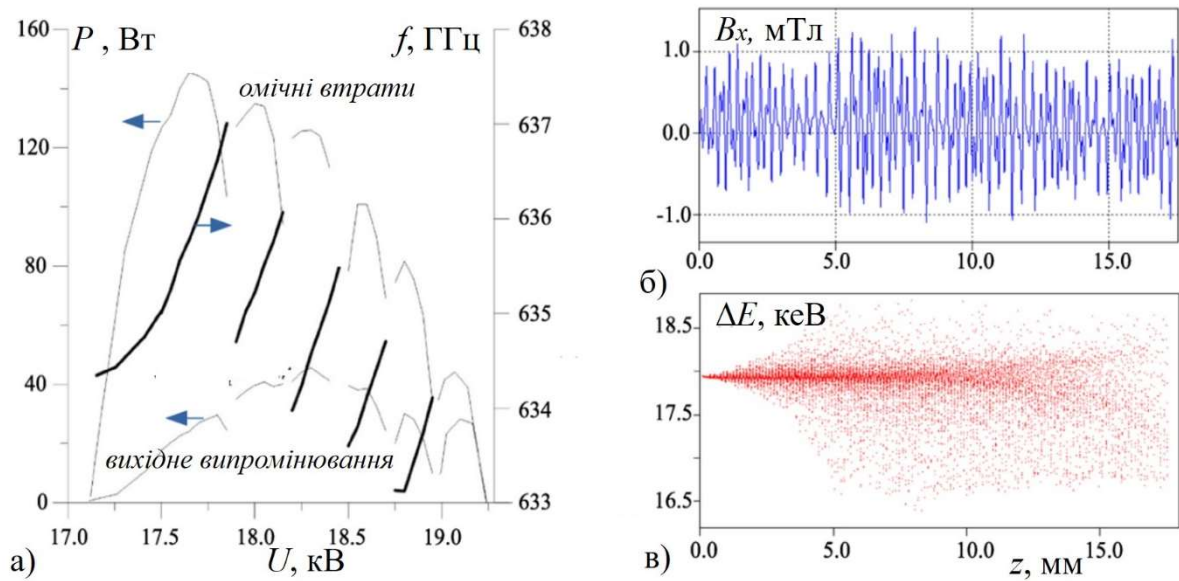


Рисунок 5.20 – Результати моделювання режиму збудження B : а) частота і потужність омичних втрат і вихідного випромінювання від напруги пучка (при збільшенні напруги); б) ВЧ-поле вздовж поверхні решітки та в) фазовий простір електронів

Щоб продемонструвати цей ефект за допомогою строгої теорії, розрахунки були проведені з використанням (5.8)-(5.10) при збудженні модульованим пучком кінцевої довжини (довжиною L_1) хвилі, та розраховано відповідну потужність електронно-хвильової взаємодії:

$$j = \begin{cases} j_0 \delta(y) \exp i \left(\frac{\omega}{v_e} z - \omega t \right); & 0 < z < L_1 \\ 0; & 0 > z; z > L_1 \end{cases}; P = \frac{1}{2} \int_0^{L_1} j E_z^* dz \quad (5.25)$$

На рис. 5.22 показано розраховану залежність P взаємодії пучка з хвилею (5.25) від нормованої швидкості електронів $\beta=v_e/c$ на частоті модуляції $f=655$ ГГц (див. дисперсію на рис. 5.6 а) та при різних D і L_1 .

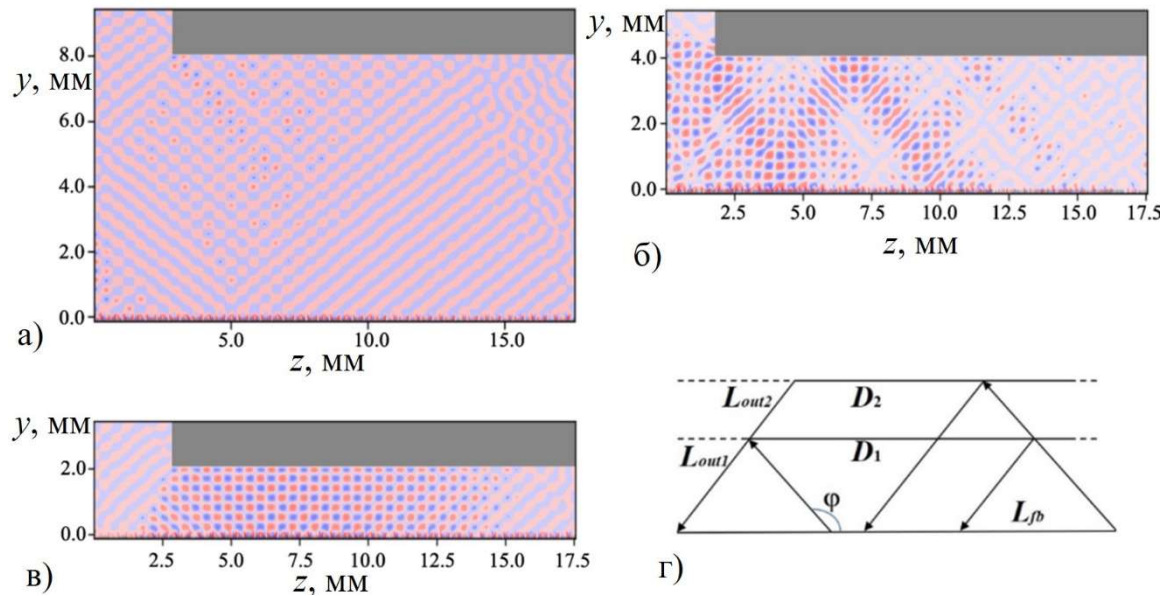
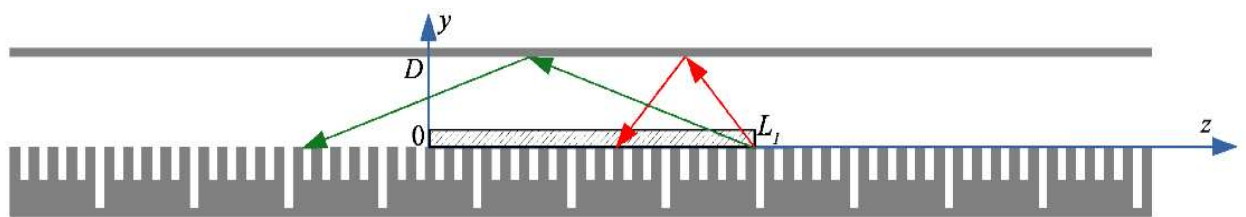


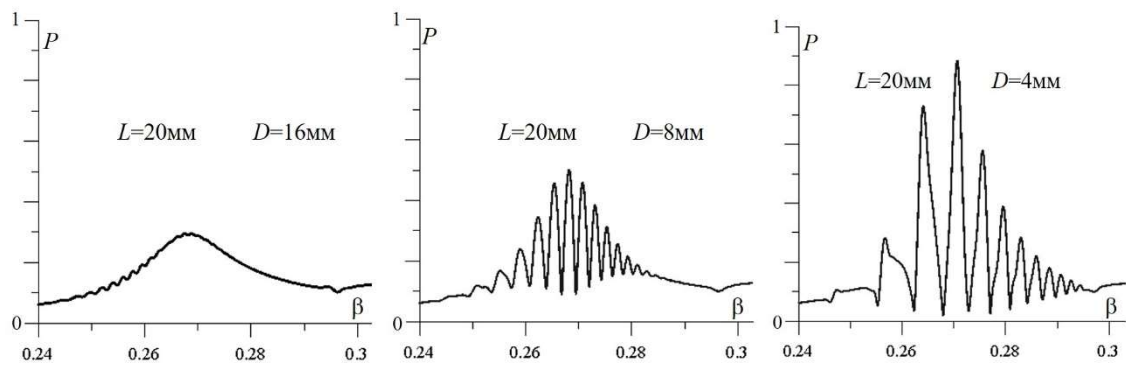
Рисунок 5.21 - Розподіли ВЧ поля в стаціонарному режимі при: а) $D=8$ мм; б) $D=4$ мм; в) $D=2$ мм. г) ескіз, що демонструє промені, які відповідають гармоніці випромінювання для випадків різної висоти хвилеводу D

При $D=16$ мм і $L_1=20$ мм (рис. 5.22 а), існує лише один широкий резонанс, такий же, як і для відкритої решітки, і відповідає взаємодії з витікаючою хвилею, оскільки $L_{fb} > L_1$, і випромінювальна гармоніка не

бере участь у стимульованому випромінюванню. Зі зменшенням D до 8 мм (рис. 5.22 б) відбувається відбиття хвилі від верхньої стінки до області потоку, що призводить до резонансних піків при меншому β (з меншим кутом, $L_{fb} < L_1$) і зникнення піків при вищому β , коли $L_{fb} > L_1$.



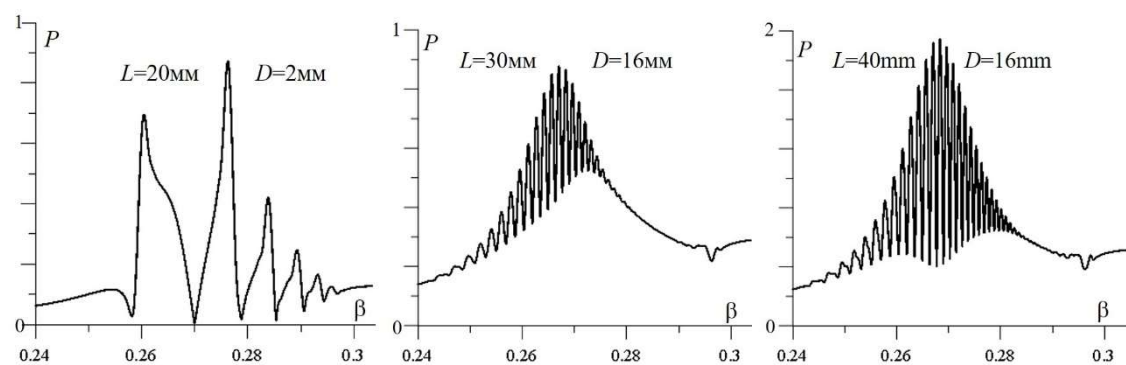
а)



б)

в)

г)



д)

е)

е)

Рисунок 5.22 Розрахунки електронно-хвильової взаємодії P під час збудження випромінювання у хвильоводі модульованим ($f=0,655$ ТГц) потоком кінцевої довжини при різних L_1 і D

Зі збільшенням кількості актів послідовних відбиття, при $D=2$ мм і 4 мм (рис. 5.22 в, г) виникають кілька сильних вузьких резонансів через вплив стимульованого випромінювання. При збільшенні довжини потоку L_1 до 30 мм і 40 мм резонанси виникають навіть при $D=16$ мм, а при більшому L_1 вони з'являються при більшому β (рис. 5.22 д, є).

Ще один висновок, який можна зробити з (5.23) та рис. 5.14, 5.21 г, стосується ширини виводу випромінювання. У моделюванні вивідний отвір розташовано поблизу $z=0$ через природу зворотної хвилі. Як показано вище, в наближенні геометричної оптики, промені, відповідальні за зворотний зв'язок, відбиваються від верхньої стінки до решітки при $z>0$. Це означає, що видалення частини верхньої стінки $L_{out}=D \tan\alpha$ (з якої промені падають на бічну стінку, тобто холості промені), не впливає на взаємодію пучок-хвиля. Тому розмір вивідної щілини $L_{out}=D \tan\alpha$ є приблизно оптимальним.

Моделювання показує що при $D = 8$ мм, збільшення ширини вивідної щілини L_{out} з 2 мм до 4.9 мм (що є близьким до оптимального значення, виведеного з геометричної оптики) викликає майже тричі збільшення вихідної потужності при майже незмінній потужності взаємодії ($P_{int}=P_{out} + P_{loss}\approx 90$ Вт) (рис. 5.23). В цьому випадку, співвідношення P_{out}/P_{loss} досягає приблизно одиниці, що є досить високим значенням для ТГц діапазону з урахуванням провідності σ рівним 1.7×10^7 S/m, що було застосовано в моделюванні. При $L_{out}=6.3$ мм, зворотний зв'язок зменшується, що викликає зменшення P_{int} до 65 Вт та генерація припиняється при $L_{out}>8$ мм.

Отже, можна зробити висновок, що об'ємна хвиля відповідає як за ефективний зворотний зв'язок, так і за ефективний вивід випромінювання, тоді як поверхнева хвиля відповідає за високий імпеданс зв'язку пучка.

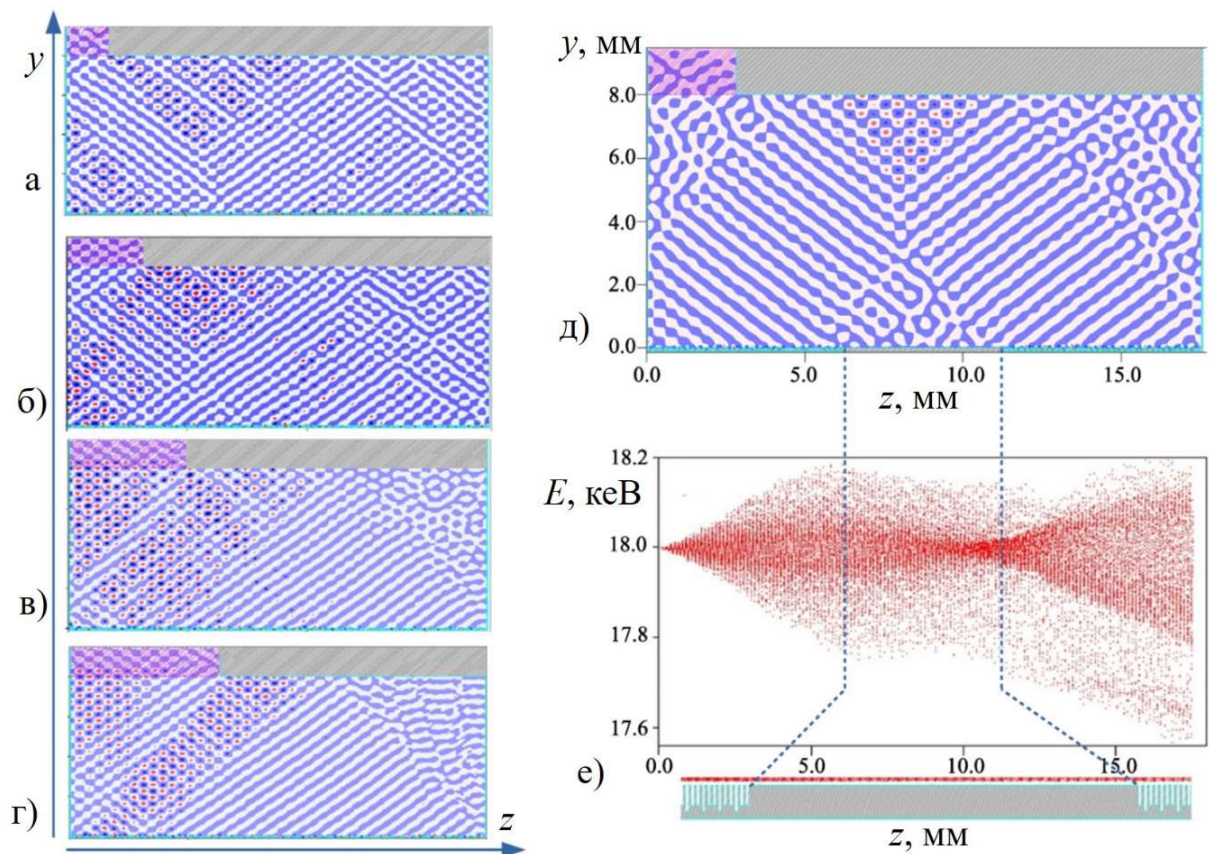


Рисунок 5.23 - Розподіли ВЧ поля в стаціонарному режимі при $D = 8$ мм та $U=18.6$ кВ. Ширина вивідної щілини: а) 1.75 мм, $P_{\text{out}} \cong 15$ Вт, $P_{\text{loss}} \cong 75$ Вт; б) 3.2 мм, $P_{\text{out}} \cong 26$ Вт, $P_{\text{loss}} \cong 78$ Вт; в) 4.9 мм, $P_{\text{out}} \cong 45$ Вт, $P_{\text{loss}} \cong 40$ Вт; г) 6.3 мм, $P_{\text{out}} \cong 40$ Вт, $P_{\text{loss}} \cong 25$ Вт. (д) Розподіли ВЧ поля та (е) фазовий простір пучка у випадку закорочення гребінки плоскою металевою поверхнею

Ще однією очевидною демонстративністю цього висновку є результати моделювання випадку, коли середня частина решітки замінена плоскою поверхнею (рис. 5.23 д, є), але коливання існують і нагадують коливання в дворезонаторному клістріні зі зв'язком між резонаторами (тут $\alpha=0$).

5.5.3 Режим зворотного зв'язку по об'ємній гармоніці при куті випромінювання, близькому до 90°

В цьому режимі, що помічено як *A* на дисперсійній кривій на рис. 5.6, $k_{z(-2)} \approx 0$, а отже випромінювання (-2^i просторової гармоніки) відбувається майже перпендикулярно до гребінки, як це є в ЕВП, що засновані на випромінюванні Сміта-Перселла (ГДВ, оротрон). ГДВ та оротрон є резонансними приладами в яких резонансні коливання відкритого резонатора з високою добротністю забезпечуються дзеркалами спеціальної форми. Зауважимо, що в ГДВ існує лише об'ємна хвиля (з відносно низькими втратами), і електронний потік взаємодіє з поверхневою гармонікою (яка не переносить енергію) об'ємної хвилі, і, отже, повний опір зв'язку є відносно низьким. Резонансне поле можна представити як суму прямої та зворотної хвиль, і електронний потік може взаємодіяти з обома, коли їх хвильові числа близькі (зазвичай воно відповідає найменшому аксіальному числу, або коливанню з однією плямою поля), або лише з однією хвилею (вищі аксіальні моди). У подібному випадку гібридної хвилі, в даному розділі

показано, що резонансні коливання можуть виникати лише для найнижчої аксіальної моди, а режим зворотного зв'язку по зворотній хвилі виникає як для найнижчої, так і для вищих аксіальних мод.

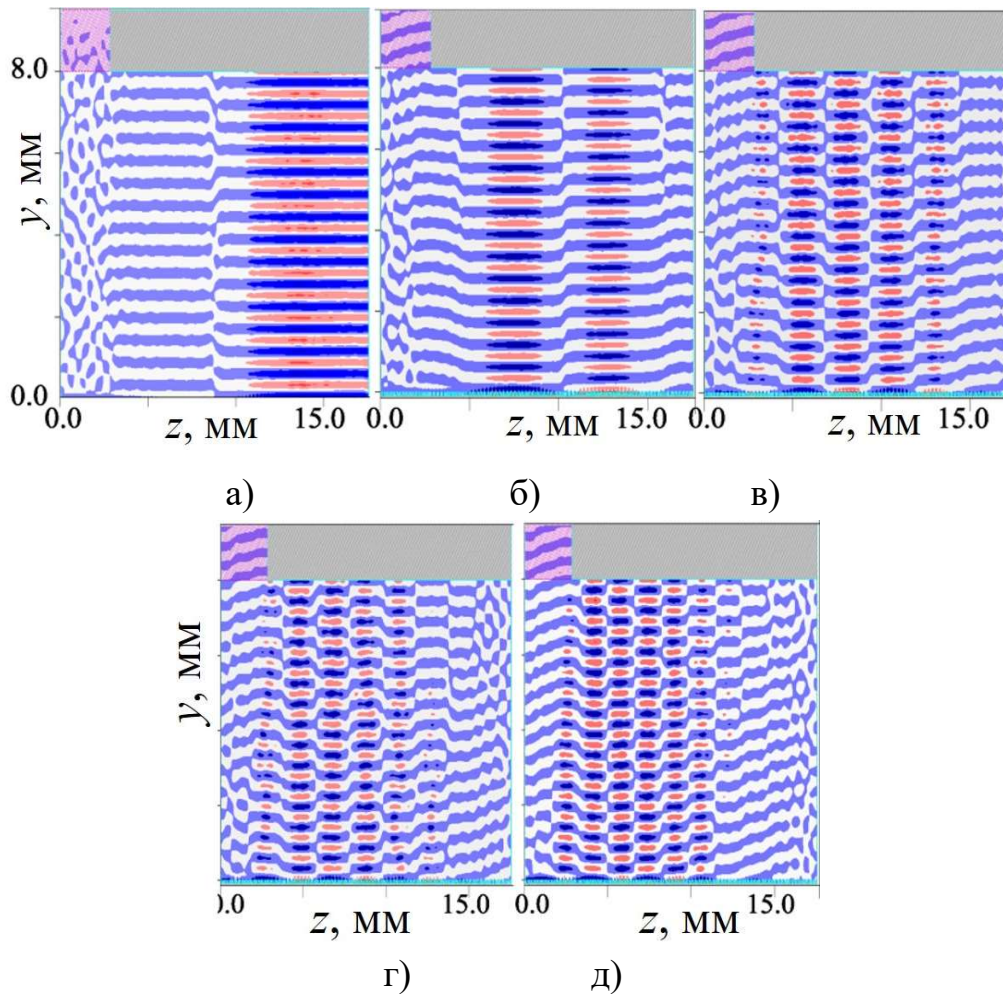


Рисунок 5.24 - Розподіли ВЧ поля в стаціонарному режимі (масштаб осей y та z є різним) при збільшенні напруги пучка, що призводить до збудження мод з повздовжніми варіаціями. а) $U=9.9$ кВ; б) $U=10$ кВ; в) $U=10.3$ кВ; г) $U=10.4$ кВ; д) $U=10.6$ кВ

Прискорювальна напруга була змінена при чисельному моделюванні

від 9,7 кВ до 11 кВ, як це було зроблено в попередньому підрозділі. Результати моделювання показані на рис. 5.24, 5.25 (а). Діапазон безперервного перестроювання частоти визначається дисперсійною кривою, позначеною A на рис. 5.6 (а), де збільшення частоти коливань відповідає збільшенню кута випромінювання від нормалі і, отже, призводить до збудження аксіальних мод вищого порядку (НОАМ). У випадку положення вихідного хвилеводу поблизу $z=0$ вихідна ефективність низьких аксіальних мод є малою через високе загасання, як це можна побачити на рис. 5.24, 5.25.

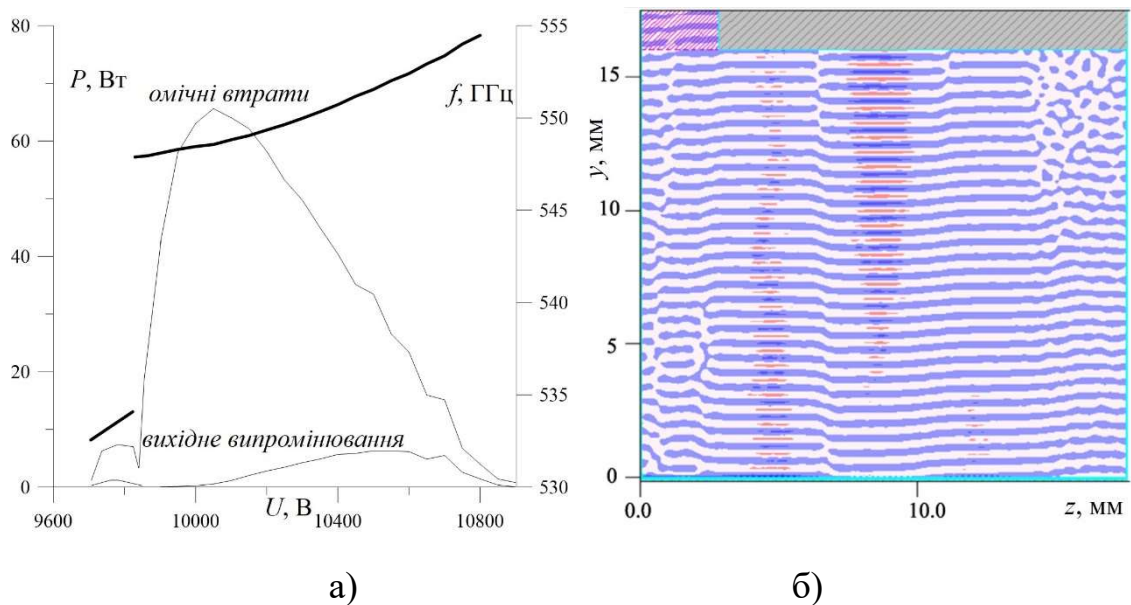


Рисунок 5.25 - Результати моделювання режиму збудження A : а)
Залежність частоти і потужності омичних втрат та
потужності вихідного випромінювання від напруги при $D=8$ мм;
б) Розподіли ВЧ поля при $D=16$ мм і $U=9.9$ кВ

Оскільки під кутами, майже 90° до решітки, із (5.5) випливає, що $L_{\beta} < L_1$ навіть для достатньо великих D , можна припустити, що зростання D збільшує вихідний ККД для низьких аксіальних мод, як показано на рис.5.25 б для $D=16$ мм (в порівнянні з рис. 5.24 (а)).

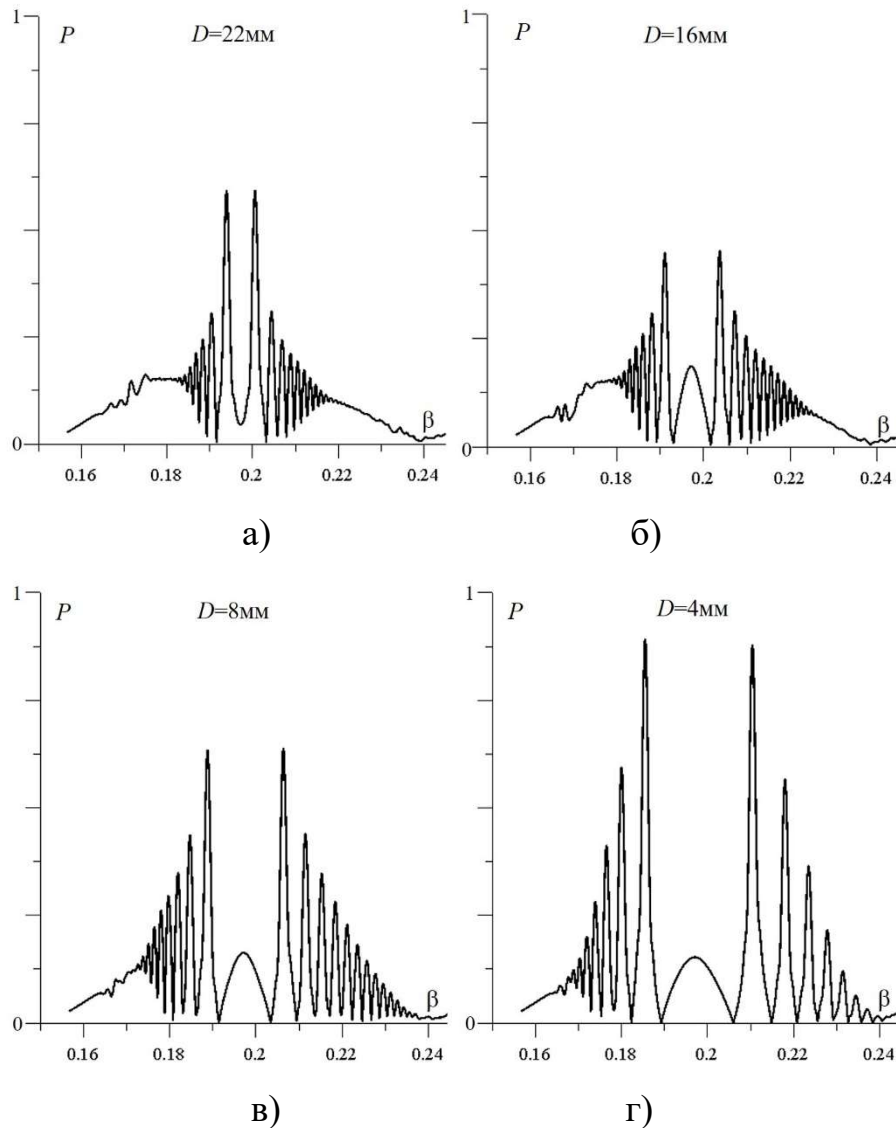


Рисунок 5.26 - Розрахунки електронно-хвильової взаємодії P при збудженні випромінювання у хвильоводі модульованим ($f=0.563\text{ТГц}$) потоком кінцевої довжини при різних D

На рис. 5.26, подібно до рис. 5.22, показано теоретично розраховану залежність електронно-хвильової взаємодії (5.25) від швидкості пучка для частоти $f=563$ ГГц (див. дисперсію на рис. 5.6 (а)) при різних D . Можна бачити, що в режимі випромінювання по нормалі, резонанси виникають навіть при високих D . У цьому випадку один і той же вивід випромінювання може використовуватися як для режиму кута випромінювання $120-150^\circ$, так і для випромінювання під кутом 90° до решітки. Однак у разі випромінювання під кутом 90° до решітки, верхня стінка повинна бути механічно рухомою для збільшення D для забезпечення оптимальної вихідної потужності. З рис. 5.25 а видно, що діапазон перестроювання частоти для цього режиму при $D=8$ мм становить близько 1%

На рис. 5.26, подібно до рис. 5.22, показано теоретично розраховану залежність електронно-хвильової взаємодії (5.25) від швидкості пучка для частоти $f=563$ ГГц (див. дисперсію на рис. 5.6 (а)) при різних D . Можна бачити, що в режимі випромінювання по нормалі, резонанси виникають навіть при високих D . У цьому випадку один і той же вивід випромінювання може використовуватися як для режиму кута випромінювання $120-150^\circ$, так і для випромінювання під кутом 90° до решітки. Однак у разі випромінювання під кутом 90° до решітки, верхня стінка повинна бути механічно рухомою для збільшення D для забезпечення оптимальної вихідної потужності. З рис. 5.25 а видно, що діапазон перестроювання частоти для цього режиму при $D=8$ мм становить близько 1%.

5.5.4 Режим зворотного зв'язку по зворотній об'ємній гармоніці при куті випромінювання, близькому до 180° (режим ковзання)

У попередніх підрозділах було розглянуто зворотний зв'язок об'ємною хвилею внаслідок відбиття від верхньої стінки. Показано, що коли кут випромінювання досягає значення, коли довжина зворотного зв'язку більша за довжину решітки, коливання згасають. Однак при навіть більшому куті, близькому до 180° , ролі верхнього рефлектора для зворотного зв'язку по об'ємній зворотній гармоніці майже немає. Таким чином, потужність взаємодії P_{int} майже не залежить від D , що було доведено гарячим моделюванням. Цей режим відповідає області C на дисперсійній кривій на рис. 5.6 а. Моделювання коли прискорювальна наруга дорівнює 22 кВ продемонструвало збудження коливань із потужністю взаємодії близько 200 Вт при 0,625 ТГц і з розподілом поля, що показано на рис. 5.27 а. Зворотний зв'язок тут також обумовлений зворотним випромінюванням гармоніки, яка має відносно низькі втрати і забезпечує досить рівномірний розподіл ВЧ-поля вздовж гребінки, і, отже, всі електронні шари ефективно взаємодіють з хвилею (рис. 5.27 б). Гаряче моделювання довело, що «закорочення» середньої частини решітки (як показано на рис. 5.23) не викликає згасання коливань. Це стається тому, що хвиля з кутом випромінювання, близьким до 180° , добре збігається з хвилею Ценнека-Зоммерфельда плоскої металевої поверхні, і ця хвиля відповідає за зворотний зв'язок. Розглянутий генератор на рис. 5.27 а є

нерезонансною ЛЗХ. Резонанс можливий при розміщенні відбивачів на кінцях решітки, що створює відкритий (без верхньої стінки) або закритий резонатор (рис. 5.27 (в), (г)).

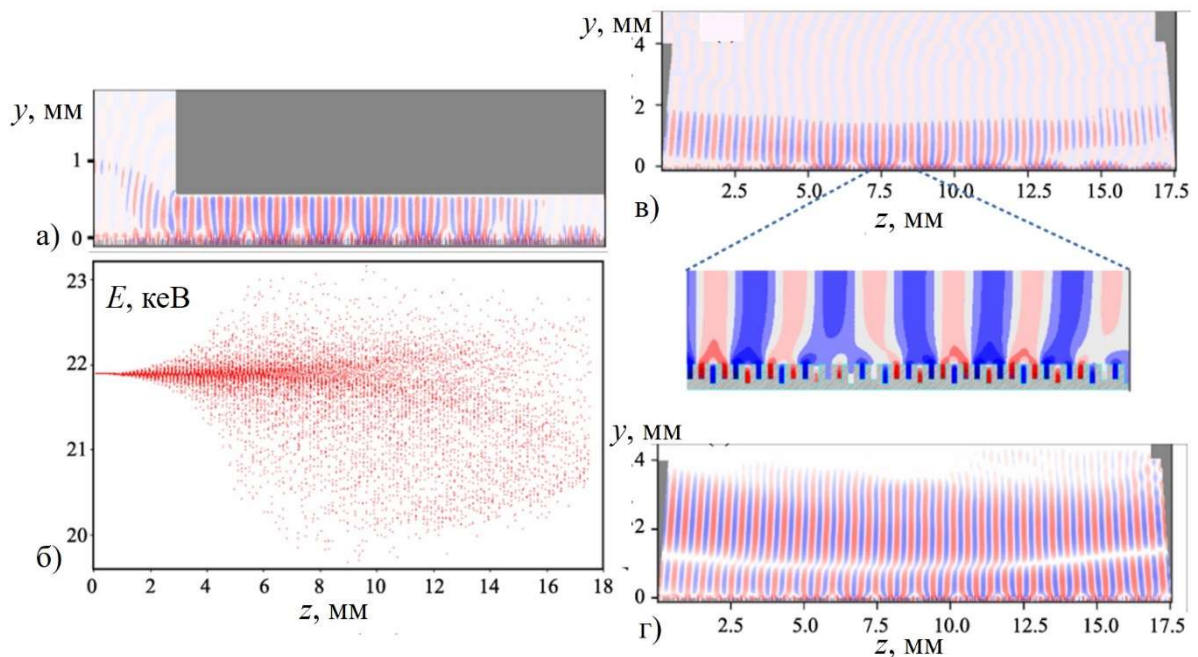


Рисунок 5.27 - Результати моделювання режиму збудження C: а) Розподіли ВЧ поля в стаціонарному режимі при $U=21.9$ кВ; б) фазовий простір електронів. Розподіли ВЧ поля у відкритому резонаторі що сформовано рефлекторами на кінцях, нахиленими під кутом 5° до гребінки: в) $U=21.9$ кВ; г) $U=24.9$ кВ

Так, плоскі дзеркала, які нахилені під кутом 5° до решітки, дозволили збільшити потужність взаємодії приблизно в 1,5 рази. Крім того, при подальшому збільшенні напруги, коли випромінююча гармоніка стає прямою (рис. 5.6 а), генерація згасає у випадку структури без дзеркал (зникає зворотний зв'язок за рахунок зворотної хвилі), але існує при

наявності дзеркал за рахунок зворотного зв'язку за рахунок збудження власного коливання у резонаторі. Очевидно, що вивід випромінювання, розглянутий вище, для такого режиму не є ефективним і повинен відрізнитися від цього, наприклад, вивід випромінювання з бокової стінки (однак цьому може перешкоджати магнітна система), або вгору за допомогою якогось рефлектора, тощо.

5.5.5 Розширення діапазону частотного перестроювання частоти та ефект конкуренції мод

У попередніх підрозділах було продемонстровано, що в структурі із постійним D , генерація починається коли кут випромінювання є трохи більший за 90° до решітки, і спадає під кутом, що відповідає умові $L_g \cong L_{fb}$. Далі вони з'являються під кутом, близьким до 180° . Це призводить до діапазону перестроювання частоти 640-645 і 624-626 ГГц в досліджуваній системі. Однак, оскільки L_{fb} залежить від D , механічним перестроюванням (змінюю D) можна отримати безперервний діапазон 625-645 ГГц. Іншими словами, при певному значенні D і певному положенні вивідної щілини можна отримати смугу перестроювання частоти близько 1%, а шляхом механічного налаштування та спеціального виводу її можна збільшити до 3%. Така смуга частот ширша, ніж у резонансних пристроїв, таких як гіротрон, оротрон, ГДВ, ЕІО, і достатньо для деяких застосувань, таких як ДПЯ-ЯМР спектроскопія. Однак, у порівнянні зі звичайним ЛЗХ, що працює

в режимі поверхневої хвилі, діапазон перестроювання частоти все ще є досить вузьким і його необхідно розширити, щоб знайти більше застосувань генератора. Одним із способів розширення діапазону робочих частот є зміна параметрів хвилеводу, а саме кількістю ступневості решітки N , модуляції глибини канавок тощо. Наприклад, із дисперсійних кривих на рис. 5.6 (в) видно, що розширення діапазону перестроювання частоти гібридних мод можна реалізувати шляхом оптимізації висоти канавок гребінки, що періодично модифікується.

Розглянемо гребінку з поступовою модуляцією глибини, показану на рис. 5.6 в. Частота та зона потужності, отримані за рахунок гарячого моделювання ($D=2$ мм, $I=0,2$ А/мм), представлені на рис. 5.28 а для випадку підвищення напруги від 10 кВ до 18 кВ. Завдяки властивостям дисперсії та тому факту, що для заданого $D=2$ мм, L_{fb} є досить коротким, відбувається безперервне збудження першої смуги (529-551 ГГц), а потім, без розриву по напрузі, збудження другої смуги (599-617 ГГц). У разі зменшення напруги пучка ця залежність має інший характер, що виявляє ефект гістерезису, викликаний конкуренцією мод при стрибках з різних гілок дисперсії. Це продемонстровано на рис. 5.29 б траєкторією на дисперсії, коли лінія пучка $\omega=k_z v_e$ «обертається» за годинниковою стрілкою під час зниження напруги та обертається проти годинникової стрілки під час збільшення напруги. Максимальна ширина діапазону перестроювання частоти може бути отримана за допомогою правильного шляху прискорювальної напруги. Очевидно, конкуренція мод може

контролюватися механічною зміною D , як обговорювалося вище.

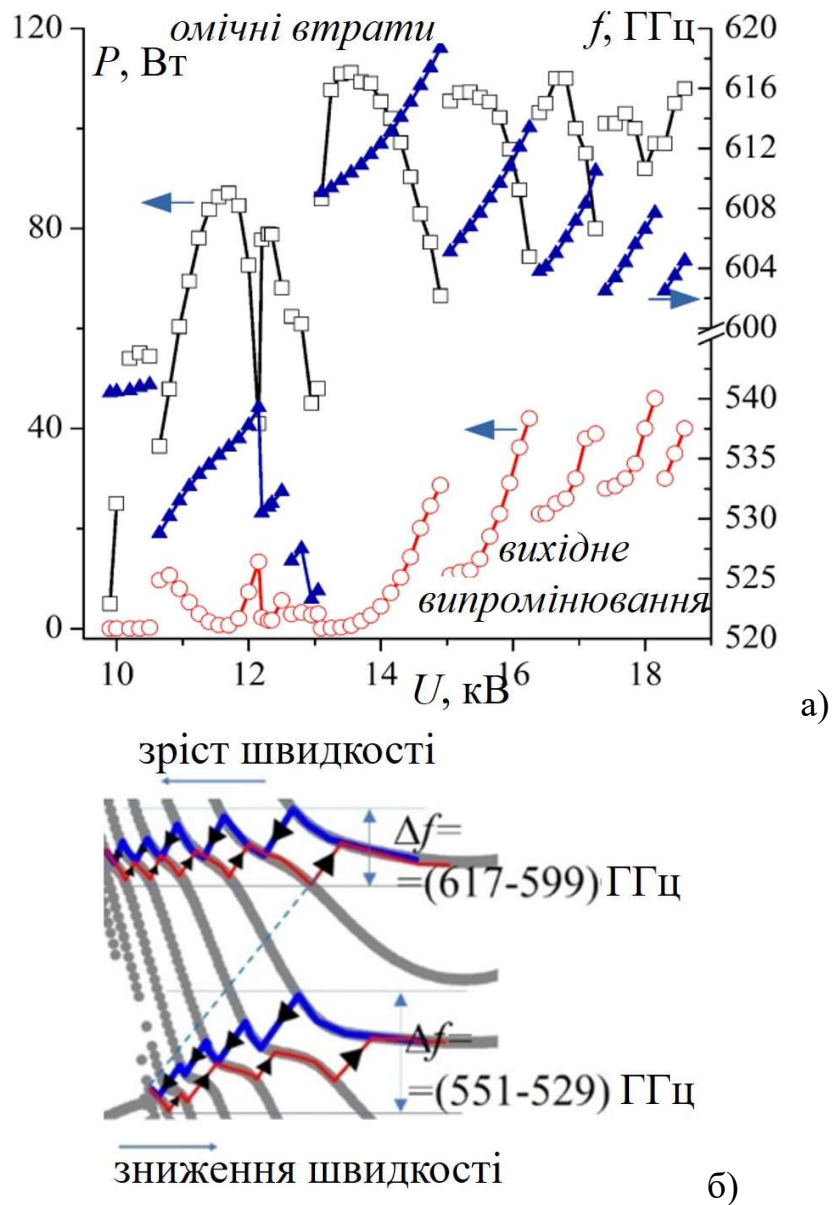


Рисунок 5.28 – Результати моделювання для гребінки, зображеної на рис. 5.6 в): а) Діапазон частотного перестроювання напруги пучка при безперервному зростанні напруги; б) розгортка частоти з напругою (лінії пучка) на дисперсії, коли спочатку напруга була збільшена (синя лінія), а потім зменшена (червона лінія)

Як ефект конкуренції мод, так і нахил потоку, роблять можливим взаємодію різних шарів потоку з різними модами. Це може призвести до одночасної генерації двох мод, при чому за рахунок клинотроного ефекту, коли різні фракції пучка падають на різні ділянки гребінки, ці коливання можуть бути розділені у просторі, як показано на рис. 5.29.

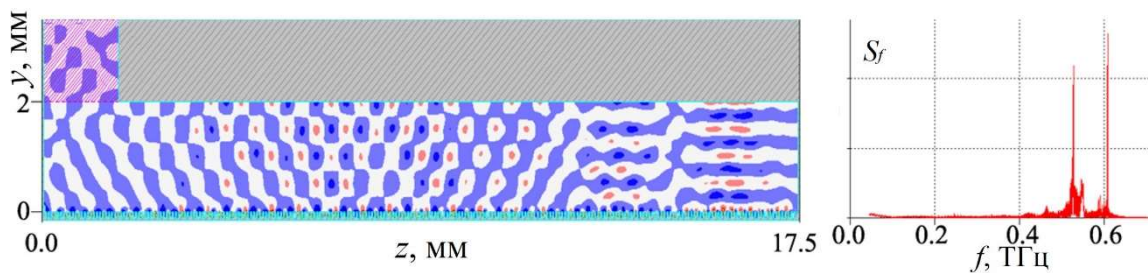


Рисунок 5.29 - Генерація моди с 529 ГГц у першій частині резонатора та моди з 608 ГГц, локалізованої біля кінця резонатору: а) розподіл ВЧ поля в стаціонарному режимі та б) спектр генерації при $U = 12.8$ кВ

5.6 Гібридні об'ємно-поверхневі моди в системі з подвійною ґраткою

Для вище розглянутих параметрів 0.6 ТГц генератору, ефективна товщина потоку (де синхронна гармоніка спадає в 2-3 рази) становить близько 15-30 мкм. Враховуючи як необхідність транспортування електронного пучка через простір взаємодії, так і той факт, що використовувані катоди генерують електронні пучки з щільністю

струму 50-150 А/см², максимальний струм є доволі обмеженим. Одним із способів збільшення ефективної товщини пучка і, відповідно, вихідної потужності є нахил електронного пучка до решітки (так званий клинотронний ефект). Однак клинотронний ефект найбільш вигідний, коли робочий струм у кілька разів перевищує пусковий. Також недоліком клинотронного режиму (особливо для неперервних ламп ТГц діапазону) є нагрів решітки електронним потоком. Іншим способом збільшення ефективної товщини пучка є застосування схеми подвійної ґратки, яка застосовувалася в оротронах, ГДВ, ЛЗХ, ЛБХ, КРВ, тощо. В даному підрозділі вивчається потенціал застосування схеми подвійної ґратки для збільшення опору зв'язку для товстого електронного пучка або для збільшення вихідної потужності, або для зменшення густини струму і, отже, для продовження терміну служби пристрою.

Кілька модифікацій з використанням подвійної ґратки наведені на рис. 5.30, а-г. НБСМ може бути забезпечений неоднорідністю нижньої гребінки або прорізами у верхній решітці. Можна побачити деяку схожість конфігурації на рис. 5.30 а і б з подвійною ґраткою ГДВ та оротрона [104, 174] і конфігурацій, показаними на рис. 5.30 б,в з подвійною ґраткою ЛЗХ і ЛБХ [153, 154]. Для порівняння отриманих результатів з результатами для ГДВ і ЛЗХ зазначимо, що дисперсії одно- і подвійних ґраткових ГДВ дуже близькі. А верхня решітка зазвичай лише трохи зміщує фазу хвилі і збільшує омичні втрати. У ЛЗХ на малих відстанях між ґратками (менших за період решітки) дисперсії одно- та подвійних ґраткових структур досить різні.

Отже, можна очікувати, що у випадку збудження HBSM, існуватимуть моди, які не чутливі до верхньої ґратки, як в оротроні. Однак деякі нові зв'язані моди можуть бути властивими лише конфігурації подвійної ґратки, що може розширити робочий діапазон частот, але також може спричинити взаємодію мод.

Структури з подвійною решіткою, показані на рис. 5.30, не є симетричними, а отже, коефіцієнти A_n та B_n , що описують розподіл синхронного з потоком ВЧ електричного поля в каналі потоку:

$$E_{zn} = e^{ik_z n z} [A_n e^{-k_y n y} + B_n e^{i k_y n (y-a)}] \quad (5.26)$$

відрізняються за абсолютною величиною і можуть мати максимуми для різних гармонік. В оптимальному випадку для збільшення опору зв'язку $Z(y) = |E_{zn}(y)|^2 / 2k_{nz}^2 P$ по всій товщині потоку a , коефіцієнти A_n та B_n повинні мати однакові абсолютні значення і мати максимуми для однієї гармоніки n , синхронної з електронним пучком ($\omega/k_{zn} \cong v_e$).

По-перше розглянемо структури на рис. 5.30 а, де нижня гребінка є неоднорідною та такою ж самою як і в попередніх підрозділах, а верхня решітка - у вигляді періодично розташованих прямокутних стрічок. Відповідна дисперсія (отримана за допомогою MAGIC2D) показана на рис.5.31. Порівнюючи з дисперсією одиночної гребінки, можна побачити, що вони досить близькі, оскільки верхня ґратка слабо пов'язана з нижньою ґраткою, і її основний вплив на повний опір зв'язку зумовлений дифракцією випромінювальної

гармоніки.

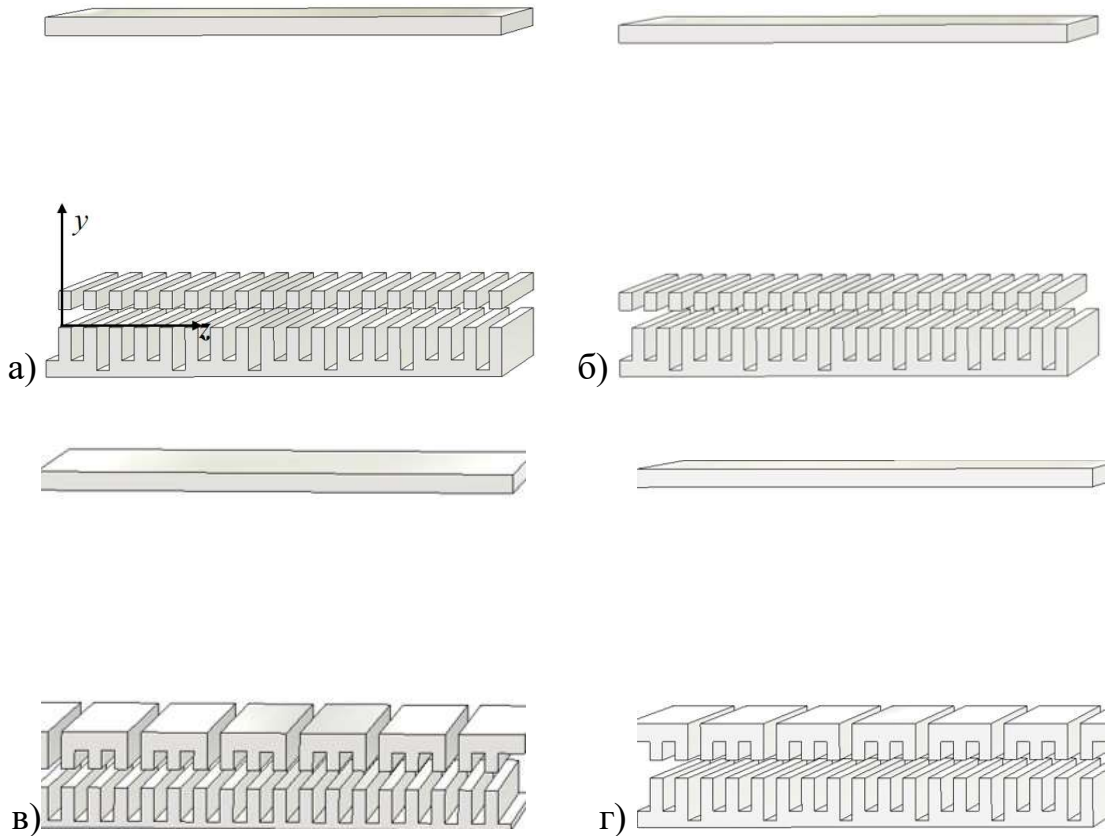


Рисунок 5.30 - Приклади структур з використанням подвійної неоднорідної ґратки для збудження гібридних об'ємно-поверхневих мод

Розподіли поздовжньої електричної компоненти E_z власних гібридних об'ємно-поверхневих мод показано на рис. 5.32. З цих розподілів випливає, що «поверхневий плазмонний поляритон» збуджується на нижній ґратці, як і у випадку з одиночною ґраткою, що забезпечує майже однаковий імпеданс зв'язку для нижніх шарів потоку.

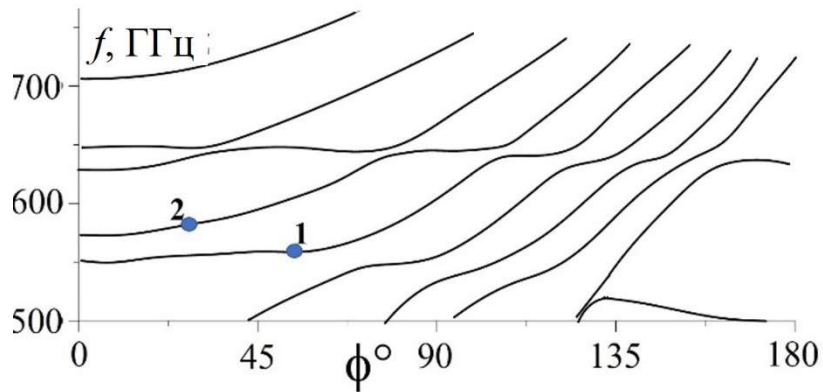
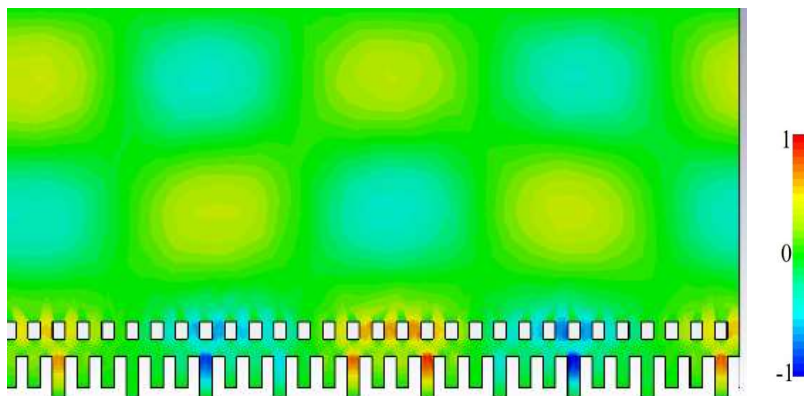
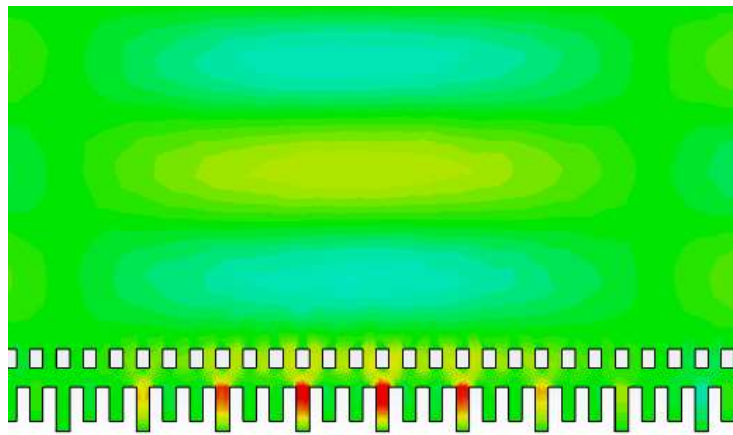


Рисунок 5.31 - Дисперсія структури, зображеної на рис. 5.30 а

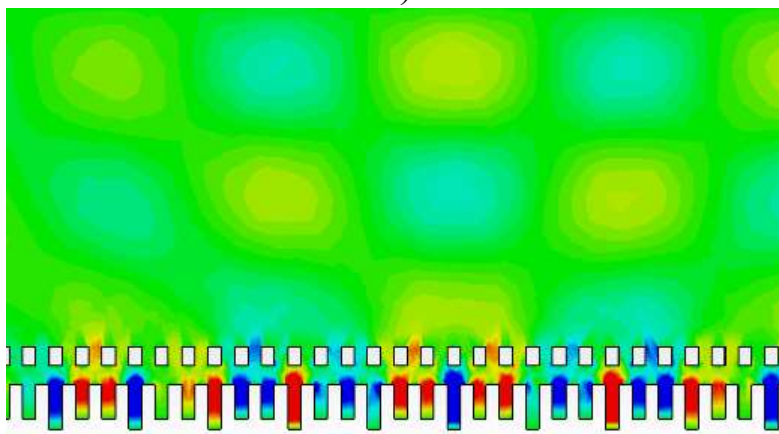
Що стосується верхніх шарів потоку, коефіцієнт B_n має ту саму фазу і n , що й A_n , але менший (у 2-5 разів залежно від умов резонансу, визначених довжиною хвилі, висотою, тощо), оскільки вздовж нижньої гребінки збуджується «поверхневий плазмон-поляритон», тоді як B_n визначається дифракцією об'ємного випромінювання на верхній ґратці [104]. Відповідні розподіли показані на рис. 5.32 а-г на частотах 480 ГГц, 533 ГГц, 552 ГГц і 580 ГГц відповідно.



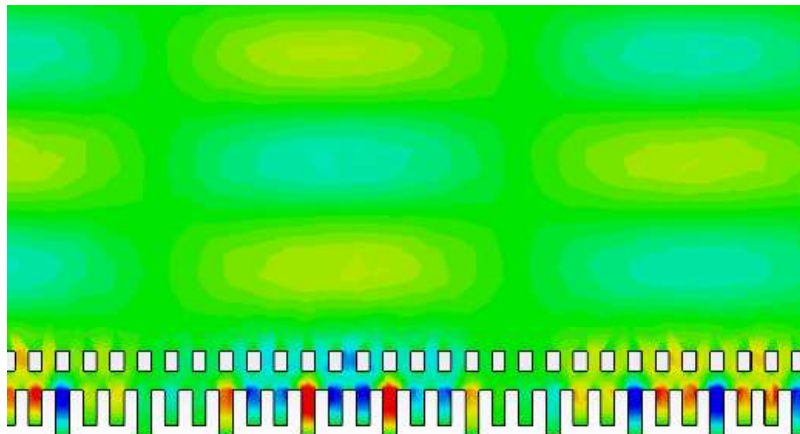
а)



б)



в)



г)

Рисунок 5.32 - Розподіли компоненти E_z власних мод, що відповідає точкам на дисперсії рис. 5.31: а) $f=480$ ГГц; б) $f=533$ ГГц; в) $f=552$ ГГц – точка '1' на рис. 5.31; г) $f=580$ ГГц – точка '2' на рис. 5.31

Отже, середній опір зв'язку $Z = 1/a \int_0^a Z(y)dy$ приблизно в 1,2-1,5 рази більше, ніж у однограткової структури. Оскільки дисперсія майже збігається з дисперсією випадку з одинарною гребінкою, робочий діапазон частот подвійної та одинарної конфігурації також збігається (приблизно 525-550 ГГц і 625-650 ГГц).

Далі розглянемо структуру з однорідною нижньою решіткою та неоднорідною верхньою решіткою, нерівномірність якої визначається прорізами, які також служать щільною антеною (рис. 5.30 г). Така структура подвійної ґратки нагадує структуру подвійної здвинутої ґратки ЛЗХ [153]. Дисперсія цієї структури показана на рис. 5.33. На відміну від розглянутого раніше випадку, коли частоти власних мод двох ґраток були різними, тут при близьких значеннях глибини обох ґраток структура може підтримувати зв'язаний «поверхневий плазмонний поляритон», як у подвійній ґратці.

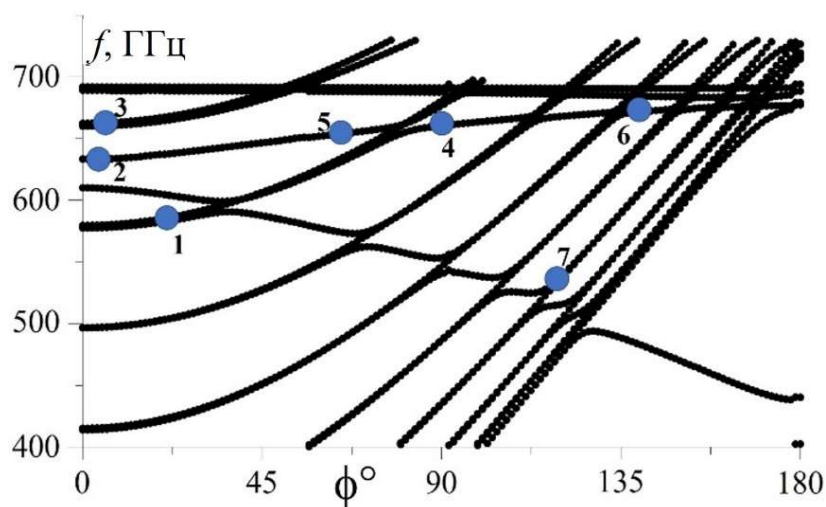


Рисунок 5.33 - Дисперсія структури, зображеної на рис. 5.30 в

Тому можуть мати місце два режими гібридних об'ємно-поверхневих мод:

1. Існує сильний зв'язок між верхньою та нижньою ґратами, що призводить до режиму з великими коефіцієнтами A_n і B_n при однаковому n у (5.26), що спричиняє збільшення опору зв'язку в 1,5-3 рази щодо конфігурації одинарної решітки. Розподіли компоненти ВЧ поля E_z , що демонструють цей випадок, показані на рис. 5.34 а-д. З рис. 5.33 і 5.34 можна побачити, що окрім посилення імпедансу зв'язку, смуга частот такого режиму ширша, ніж у конфігурації одиночної неоднорідної гребінки, і є перспективною для конструкції генератора з широким діапазоном перестроювання частоти.

2. Існує слабкий зв'язок між верхньою та нижньою ґратками, що призводить до мод, які в основному пов'язані лише з однією ґраткою, як показано на рис. 5.35 а для «поверхневого плазмонного поляритону» пов'язаного з верхньою ґраткою та на рис. 5.35 б для випадку чистого випромінювання Сміта-Перселла, яке виникає в таких пристроях, як ГДВ, оротрон та КРВ. У такому режимі повний опір подвійної решітки дорівнює опору одинарної решітки. Зауважимо, що перевага гібридної об'ємно-поверхневої моди при взаємодії з електронним потоком над режимом Сміта-Перселла може бути легко очевидна шляхом порівняння розподілу поля на рис. 5.34 в і 5.35 б.

3. Режим, показаний на рис. 5.36, демонструє випадок, коли решітки з'єднані, і поблизу обох решіток існує сильне ВЧ поле, але синхронізм електронів і хвилі відбувається для різних гармонік, тобто A_n і B_n у (5.26)

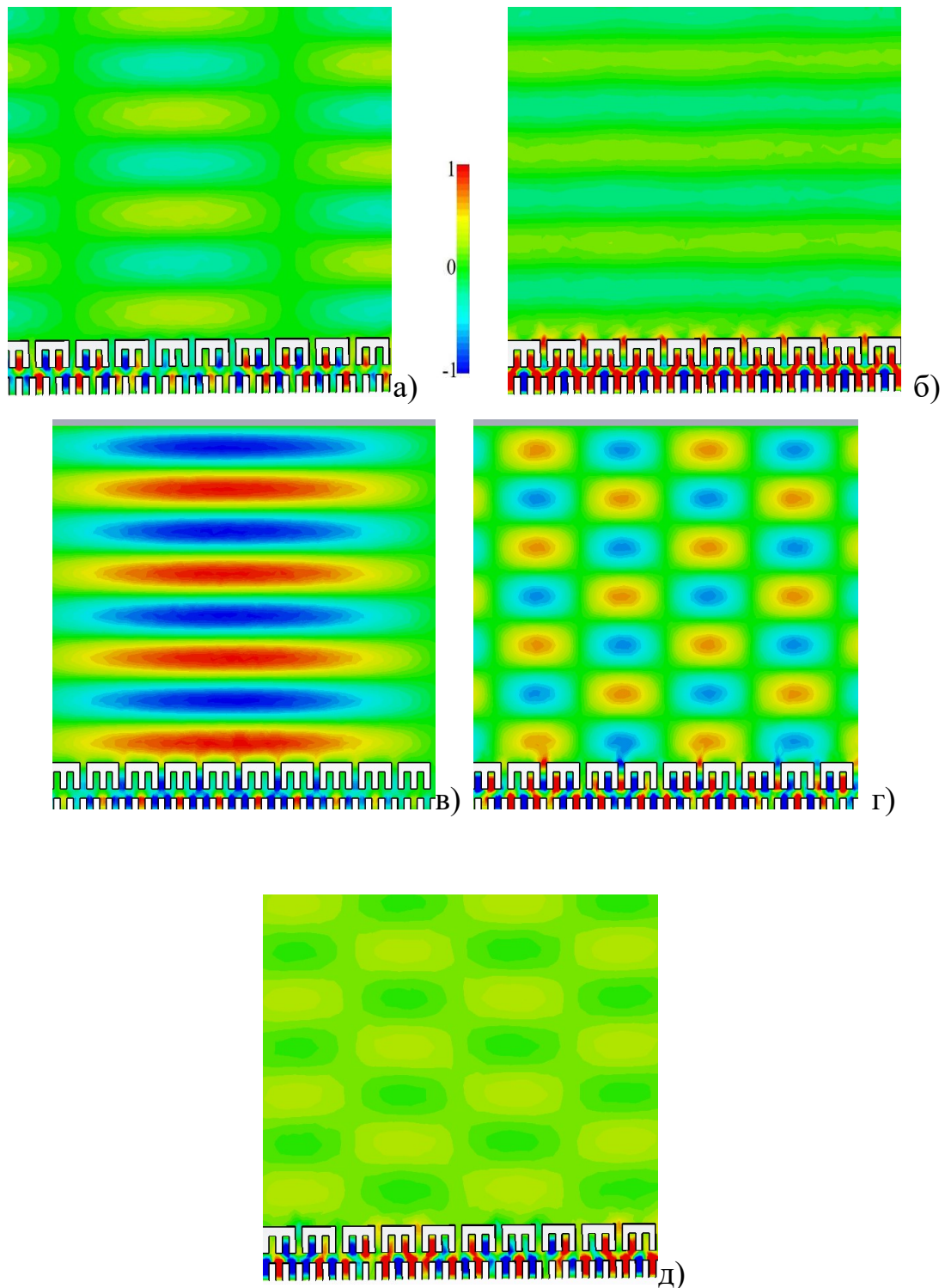


Рисунок 5.34 - Розподіли компоненти E_z власних мод, що відповідає точкам '1'-'5' на дисперсії рис. 5.33: а) $f=589$ ГГц – '1'; б) $f=630$ ГГц – '2'; в) $f=663$ ГГц – '3'; г) $f=658$ ГГц – '4'; д) $f=650$ ГГц – '5'

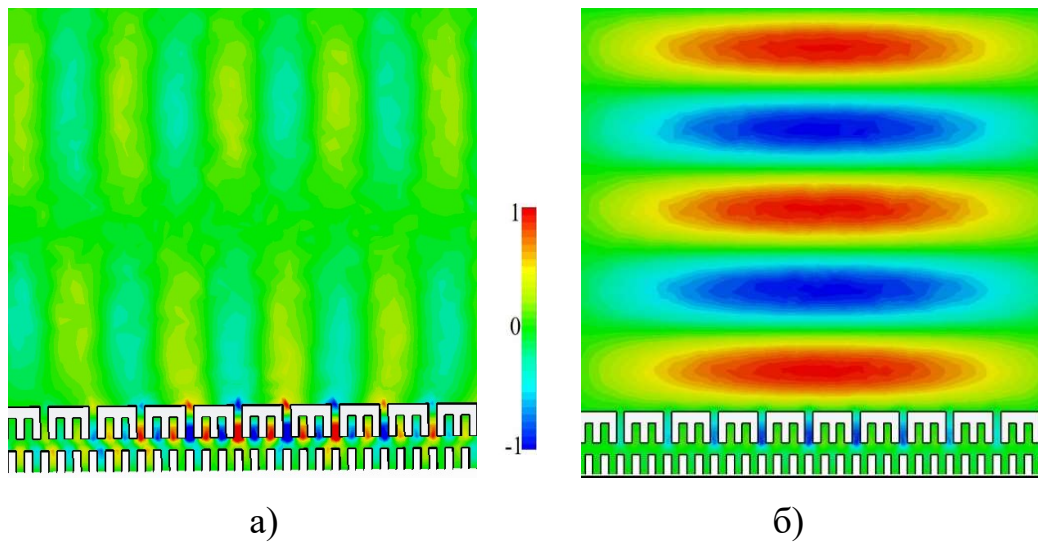


Рисунок 5.35 - Розподіли компоненти E_z власних мод, що відповідає дисперсії рис. 5.33: а) $f=665$ ГГц - точка 'б' на рис. 5.33; б) $f=420$ ГГц

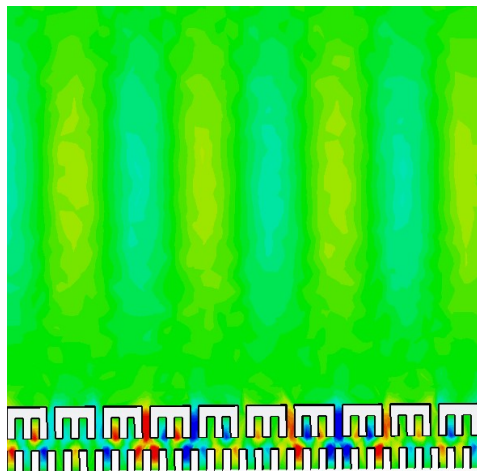


Рисунок 5.36 - Розподіл компоненти E_z , що відповідає точці '7' на дисперсії рис. 5.33 ($f=527$ ГГц)

мають максимум при різних n . У такому режимі, як і в попередньому випадку, посилення опору зв'язку відсутнє. Крім того, недоліком такого режиму є те, що омічні втрати тут вищі через появу сильного ВЧ поля біля обох решіток.

5.7 Висновки до розділу 5

Теоретично досліджено декілька режимів збудження гібридних об'ємно-поверхневих мод в Черенковському генераторі з прямолінійним та нахиленим електронним пучком і неоднорідною ґраткою. Розглянуто різні режими, які відрізняються кутом випромінювання, коефіцієнтом гібридизації та взаємними напрямками поширення об'ємної та поверхневої хвиль. Показано, що в режимі гібридних об'ємно-поверхневих мод можна суттєво збільшити ефективність зворотного зв'язку в субТГц та ТГц діапазоні навіть при відносно малій провідності та великій довжині простору взаємодії за рахунок режиму однократного відбиття об'ємної хвилі від верхньої стінки та подальшим падінням на область початку простору взаємодії. При цьому високий опір зв'язку забезпечується за рахунок поверхневої хвилі. Також оптимізовано розміщення та ширину виводу випромінювання в Черенковському генераторі на гібридних об'ємно-поверхневих модах, що забезпечують максимальну вихідну потужність завдяки випромінюванню об'ємної гармоніки. Це все призводить до збільшення ефективності електронно-хвильової взаємодії та набагато вищу вихідну потужність у порівнянні з режимами чистої поверхні або об'ємної хвилі. Знайдено конфігурації з подвійною ґраткою, що може забезпечити широкий діапазон перестроювання частоти та підвищений імпеданс зв'язку при генерації на гібридних об'ємно-поверхневих модах. Показано, що генерація на гібридних об'ємно-поверхневих

модах менш чутлива до насичення потужності взаємодії з довжиною простору взаємодії. Наприклад, моделювання показує вихідну потужність ватного рівня в діапазоні 0,5-0,7 ТГц, при параметрах електронного потоку 50-200 мА, 17 кВ з вихідним ККД до 1-2%.

Розглянуто шляхи збільшення потужності електронно-хвильової взаємодії, оптимізації випромінювання та розширення смуги частот шляхом використання двох-граткових структур, модифікації закону модуляції глибин канавок, механічної зміни висоти хвильоводу.

РОЗДІЛ 6

ЗБУДЖЕННЯ ГІБРИДНИХ ОБ'ЄМНО-ПОВЕРХНЕВИХ МОД ЕЛЕКТРОННИМ ПОТОКОМ В ТРИВИМІРНОМУ ВИПАДКУ

6.1 Вступ

Шляхом двомірного моделювання, в розділі 5 було показано, що режим гібридних об'ємно-поверхневих мод (HBSM) дозволяє подолати деякі перешкоди, що заважають ефективній генерації ЕВП на повільних хвилях в субТГц та ТГц діапазоні, а саме знизити роль високочастотних омичних втрат і ефективно виводити ТГц випромінювання. Основною ідеєю такого режиму для покращення характеристик ТГц-генератора є резонансний зв'язок об'ємної хвилі (з низькими омичними втратами) з аналогом поверхневого плазмон-поляритону (SSPP) (з високим імпедансом зв'язку пучок-хвиля). Об'ємна хвиля забезпечує зворотний зв'язок на досить великій відстані навіть при високих омичних втратах і ефективному виведенні випромінювання, тоді як SSPP забезпечує сильний зв'язок електронів з полем.

Щоб виявити як результати двомірних розрахунків співвідносяться з реальним трьохмірним випадком та перед розробкою та виготовленням експериментального макету необхідно провести 3D-моделювання. Також необхідно виявити специфічні особливості,

притаманні 3D-конфігурації, зокрема, тривимірний розподіл ВЧ поля, особливості зворотного зв'язку та опору зв'язку, та дослідити конкуренцію мод. Мета дослідження, представленого в цьому розділі, полягала в дослідженні можливості ефективної генерації гібридних об'ємно-поверхневих мод в тривимірному резонаторі, що містить неоднорідну гребінку, за допомогою тримірного чисельного моделювання. У ході цього дослідження не тільки було обґрунтовано підхід, розглянутий у попередньому розділі для тримірної геометрії, але також знайдено додаткові переваги коливань на основі HBSM, наприклад ефективне використання широких стрічкових електронних пучків. Це сталося завдяки рівномірному розподілу ВЧ поля SSPP по ширині ґратці та придушенню вищих (із варіаціями по ширині ґратки, $n_x > 1$) мод через їх дифракційні втрати. Оскільки повний струм стрічкового пучка може бути значно вищим, ніж циліндричного пучка, вихідна потужність генератора з плоским пучком виявилася більшою порівняно з циліндричним пучком. завдяки ефективній електронно-хвильової взаємодії всій ширині потоку.

6.2 Холодне моделювання тривимірного розподілу ВЧ полів власних об'ємних, поверхневих і гібридних об'ємно-поверхневих мод

В двовимірній геометрії коли амплітуда падаючої хвилі A дорівнює нулю, рівняння (5.15) зводиться до дисперсійного співвідношення, що було досліджено в попередньому розділі. Було показано, що поверхневі власні моди (SSPP) відкритої неоднорідної решітки можуть випромінюватися у вільний простір через витікаючу s -ту гармоніку, яка виникає через додатковий період (L), коли її хвильове число стає меншим за ω/c : $k_{zs} < k$, тобто дисперсія крива лежить над лінією світлової швидкості. У цьому випадку хвильове число k_{zs} є комплексним і його мніма частина відповідає втратам на випромінювання у вільний простір. Реальна частина дисперсії 3-ступеневої відкритої решітки з періодом і глибиною, наведеними в таблиці 5.2, показана на рис. 6.1

Розв'язок задачі дифракції плоскої хвилі ($A \neq 0$ у (5.15)) показано на рис. 6.2 як залежність коефіцієнта відбиття R від кута падіння для кількох частот падаючої хвилі. Збудження SSPP на рис. 6.2 можна побачити через поглинання хвилі, спричинене діелектричними втратами ($\tan\delta \neq 0$) SSPP, які зникають при $\tan\delta = 0$. Показано вплив $\tan\delta$ на амплітуду відбиття та ширину резонансу на рис. 6.2 (б) для частоти 654 ГГц. Очевидно, що поглинання падаючої хвилі без збудження SSPP на кілька порядків нижче навіть для великих $\tan\delta$.

З порівняння залежностей на рис. 6.2 з дисперсійною кривою відкритої ґратки на рис. 6.1 випливає, що сильний зв'язок між падаючою хвилею та SSPP виникає, коли кут падіння хвилі близький до кута витікаючої гармоніки SSPP:

$$k_{zs} \cong k \sin \alpha. \quad (6.1)$$

Для 3D-геометрії звичайного клинотрона з однорідною ґраткою [96] як тривимірне моделювання FTDT, так і строге теоретичне 3D-рішення на основі методу часткових областей [346] показали, що основна мода ($n_x = 1$) рівномірно розподіляється по ширині гребінки (рис. 6.3, а), що дозволило використовувати широкі стрічкові електронні пучки в ТГц клинотронах [96].

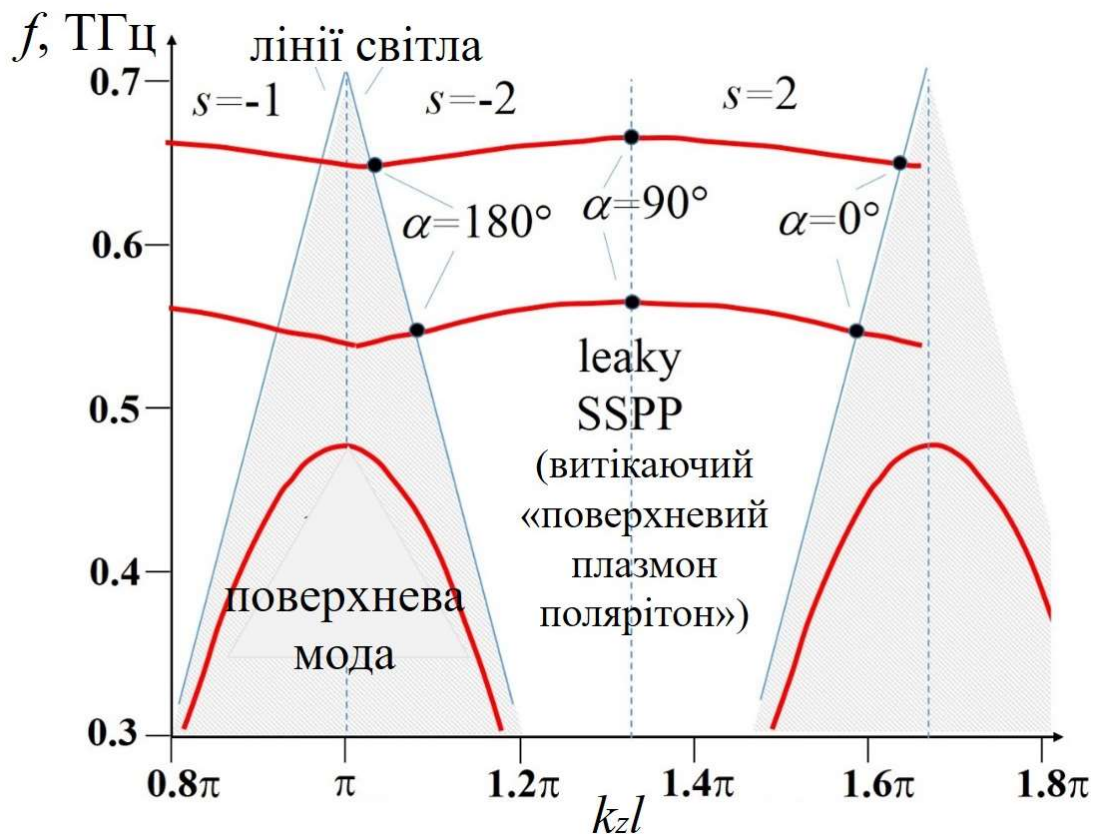


Рисунок 6.1 - Дисперсія відкритої решітки (дійсна частина). $l=0.07$ мм,

$$L=3l, h_1=0.9 \text{ мм}, h_3=1.17 \text{ мм}.$$

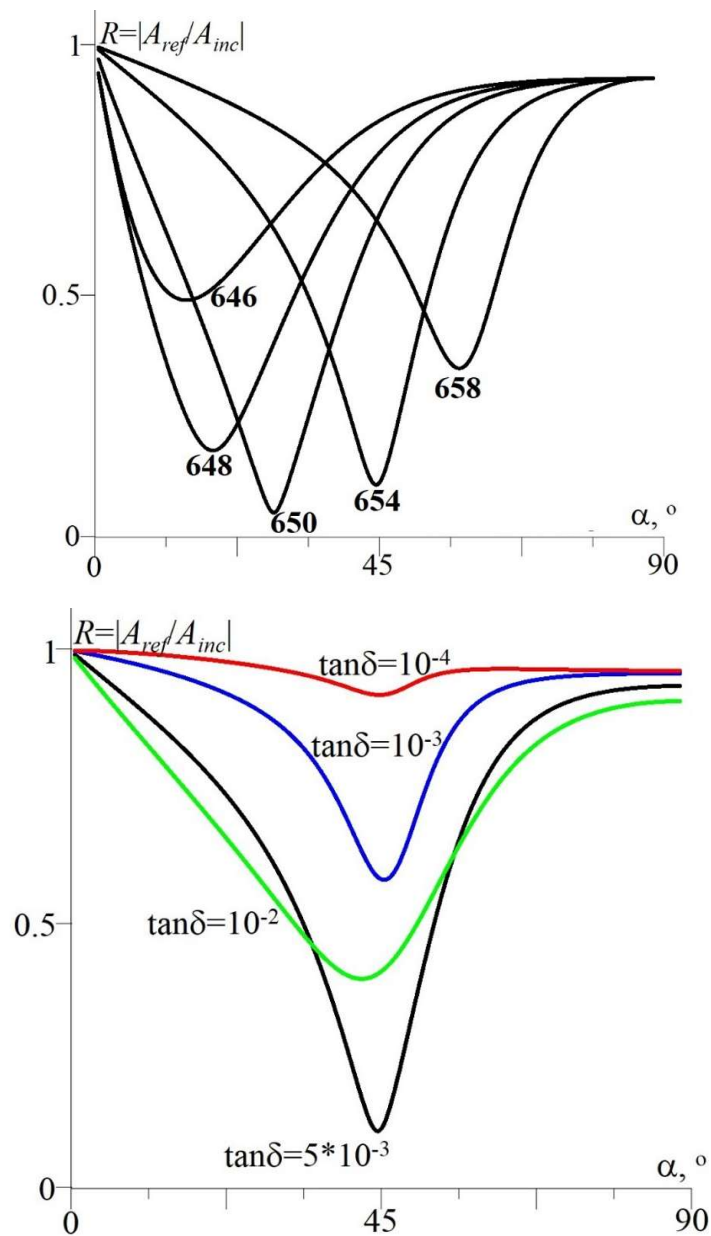


Рисунок 6.2 - а) Залежність коефіцієнта відбиття від кута падіння для кількох частот плоскої хвилі для діелектрика в канавках з $\tan \delta = 5 \cdot 10^{-3}$. Відповідна частота в ГГц показана біля кожної кривої. б) для частоти 654 ГГц показана залежність для кількох значень $\tan \delta$

Проведені “холодні” (та “гарячі” РІС, що розглянуто в наступному підрозділі) тримірне моделювання виявили, що витікаюча

хвиля «поверхневого плазмон поляритона», або LW SSPP (основна мода) у біперіодичній решітці також розподілена майже рівномірно по решітці в площині $y=0$ (рис. 6.3 б). Тому діаграма спрямованості (в площині $x-y$) витікаючої хвилі в дальній зоні визначається тільки шириною решітки.

Резонансне збудження SSPP падаючою хвилею $H_x = Af_{inc}(x)e^{ik(z \sin \alpha + y \cos \alpha)}$, як і в двомірному випадку, відбувається при $k_{z,inc} \cong k_{zs}$. Очевидно, необхідною умовою ефективного зв'язку є максимізація коефіцієнта $G: G = \int_{-w/2}^{w/2} f_{inc}(x)f_{SSPP}^*(x)dx$.

Оскільки, як зазначалося вище, розподіл SSPP майже рівномірний: ($f_{SSPP}(x) \cong 1; |x| \leq w/2$ and $f_{SSPP}(x) \cong 0; |x| > w/2$) ефективний зв'язок має місце для випадку досить однорідного розподілу фази падаючої хвилі по ширині решітці. У тримірному випадку як «холодне», так і «гаряче» моделювання показують, що розподіл ВЧ поля в площині $y=0$ є близьким до $f_{inc}(x)$ розподілу падаючої хвилі. Це можна бачити з рис. 6.3 б де показана власна мода з Гауссовим розподілом, що збігається з модами в ГДВ. Коли частота падаючої хвилі задовольняє умові резонансу (6.1), SSPP збуджується і профіль ВЧ поля стає близьким до $f_{SSPP}(x)$. При цьому загальний розподіл поля показано рис.6.3 в.

Так як ВЧ поле над гребінкою ($y=0$) може бути розкладено в ряд Флоке:

$$E_z = Re \{ e^{-i\omega t} \sum_n A_n(x) e^{i\phi z} e^{ik_n z} \} \quad (6.2),$$

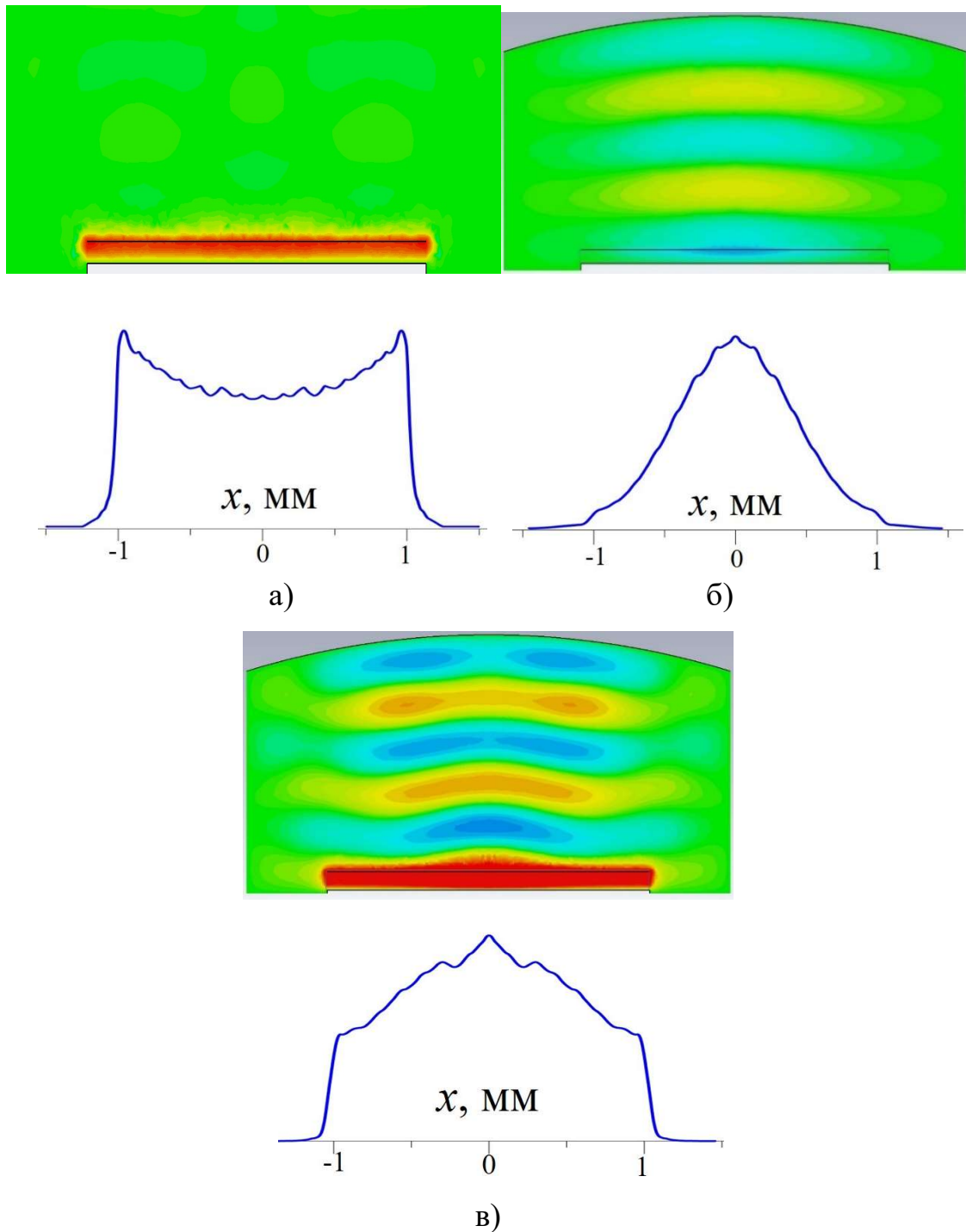
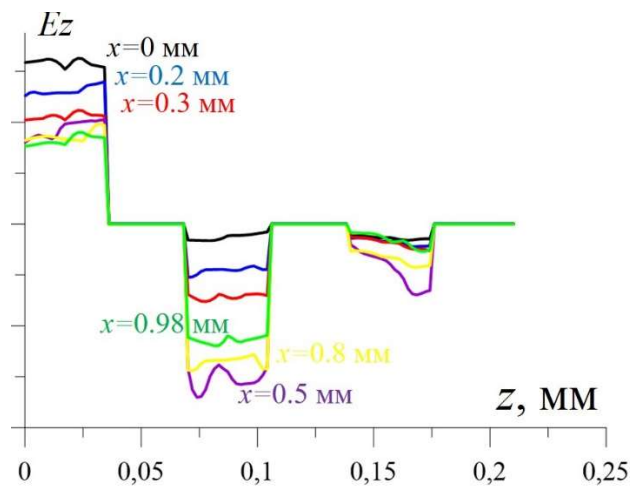
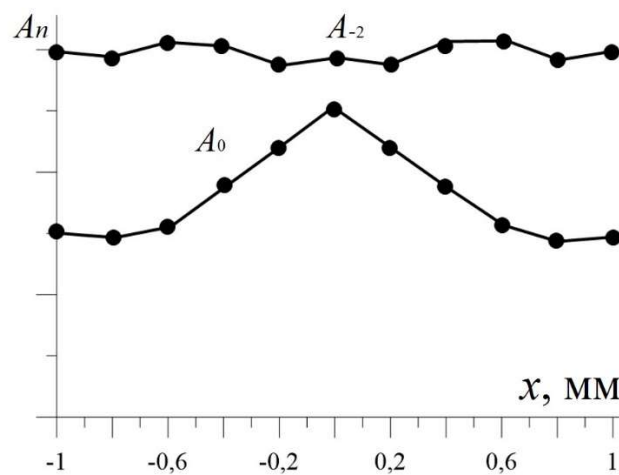


Рисунок 6.3 - Розподіли компоненти ВЧ поля (B_x) власної моди в резонаторі (x - y площині) що відповідає: а) чисто поверхневої моді; б) чисто об'ємній моді, коли немає зв'язку з SSPP, $f=592.12$ ГГц; в) резонансному зв'язку об'ємної хвилі з SSPP, $f=553.27$ ГГц

то поперечний розподіл амплітуд $A_n(x)$ об'ємно-поверхневої моди, що знайдено зворотним Фур'є перетворенням з використанням чисельних даних, які представлені на рис 6.4 а (відповідають випадку рис. 6.3 в) показано на рис. 6.4 б, що підтверджує припущення про майже однорідний розподіл синхронної гармоніки по ширині гребінки.



а)



б)

Рисунок 6.4 – а) розподіли компоненти ВЧ поля (E_z) об'ємно-поверхневої моди уздовж періоду гребінки в різних перетинах $x = x_i$ та

б) поперечна залежність амплітуди об'ємної та поверхневої (синхронної) гармоніки

6.3 Холодне моделювання збудження мод з варіаціями по ширині гребінки та взаємодія мод з різною кількістю варіацій

Більш детальний розгляд процесів збудження коливань в тривимірній геометрії вимагає урахування мод з варіаціями по ширині хвилевода: $n_x > 1$. Збудження цих мод вважається паразитним явищем, бо ефективність їх взаємодії з широким електронним потоком є більш низькою. Також паразитним явищем є конкуренція вищих мод $n_x > 1$ з основною модою $n_x = 1$. У [96] було відмічено, що саме конкуренція з вищими модами заважає збільшенню вихідної потужності в клинотроні (що працює на поверхневої хвилі) при збільшенні ширини гребінки та електронного потоку. У ГДВ та оротроні (що працюють на об'ємній хвилі) зазвичай такої конкуренції мод немає завдяки низькій добротності вищих мод та відповідно розрідженості спектру коливань.

Так як система симетрична відносно $x=0$, з основною модою можуть конкурувати тільки моди з непарним n_x : $n_x = 3, 5, 7, \dots$. Дисперсійна залежність, отримана в MAGIC3D для $n_x = 1$ і $n_x = 3$ показана на рис. 6.4 для хвилеводу зі сферичним верхнім відбивачем і відстанню до відбивача (висотою хвилеводу) 1,5 мм. Ширина гребінки була 2 мм, що відповідає ширині електронного потоку, застосованого в мм та субмм клинотронах [96]. Для частоти 0.6 ТГц ця ширина дорівнює $8\lambda/2$. Із рис. 6.5 можна бачити що дисперсія основної моди дуже близька до дисперсії двовимірної структури, а поблизу точок перетину обох мод

існує міжмодова взаємодія. При чому міжмодова взаємодія може існувати як між об'ємною та поверхневою модою з різними або однаковими індексами n_x , утворюючи гібридну моду, так і більш складна взаємодія між гібридними модами (тобто наприклад перетинаються три криві або більше). Розподіл ВЧ поля поверхневої, об'ємної та гібридної мод при $n_x=3$ показано на рис. 6.5, де можна бачити, що гібридні об'ємно-поверхневі моди для вищих поперечних мод утворюються таким же чином як і у випадку основної моди: коли гілка дисперсії поверхневої моди, перетинається з гілкою об'ємної, утворюється об'ємно-поверхнева мода з кількома варіаціями.

Порівнюючи розподіли ВЧ поля гібридних мод $n_x=1$ та $n_x=3,5\dots$ можна припустити що при відсутності бокових стінок (у відкритому резонаторі) дифракційні втрати вищих мод набагато вище ніж основної. Так як власні моди розраховані для закритого хвилевода, дифракційні втрати при відсутності бокових стінок можна оцінити у наближенні фіксованої структури поля (при відносно малих втратах). Так, Нормована (на омічну добротність у верхньому дзеркалі) дифракційна добротність $\tilde{Q}_d = P_{oh}/P_{diff}$ показана на рисунку для деяких мод разом із розподілом ВЧ поля. З рис. 6.5 и 6.6 видно, що завдяки бічним пелюсткам діаграми спрямованості HBSM з $n_x=3$, його затухання через дифракційні втрати майже на порядок вище, ніж у основної моди $n_x=1$. Тому зворотний зв'язок по об'ємній гармоніці моди $n_x=3$ значно слабший, що має викликати збільшення пускового струму. Це означає, що для мод $n_x>1$, самозбудження малоімовірно, і в цьому випадку вони

не конкурують з основною модою HBSM $n_x=1$, що ефективно взаємодіє з широким електронним пучком по всій ширині.

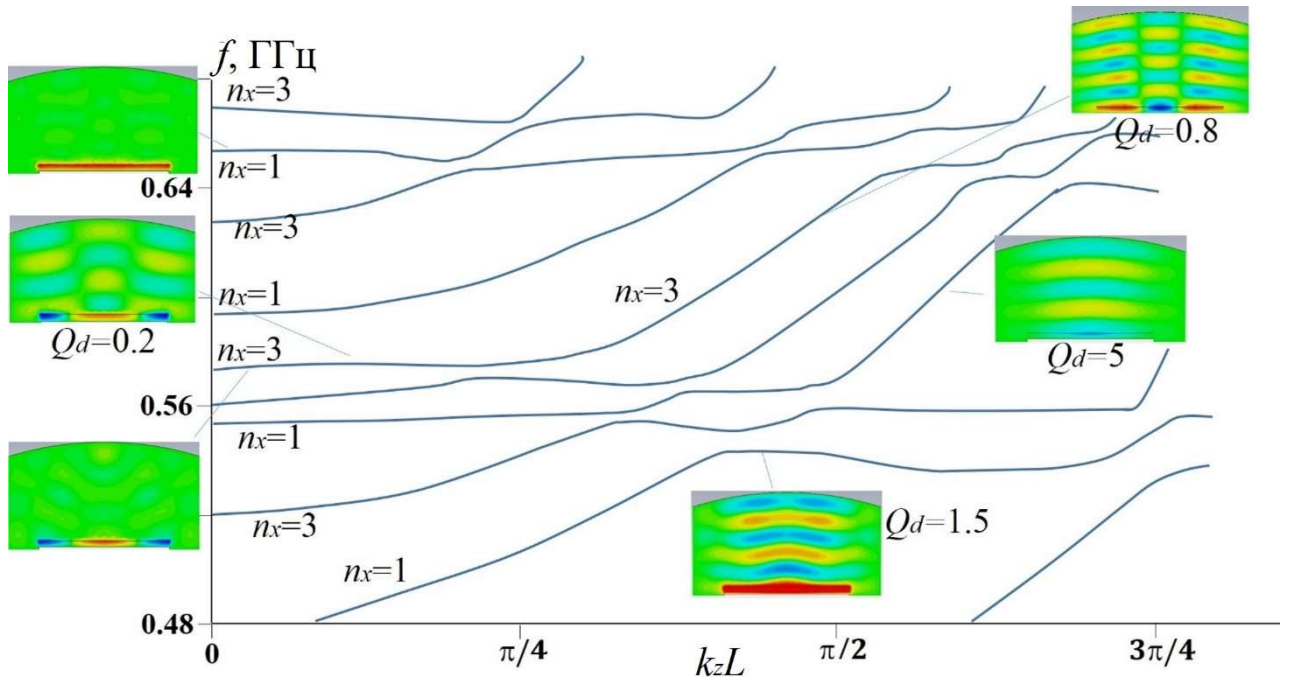


Рисунок 6.5 - Тримірна дисперсія, що враховує моди з $n_x=1$ і $n_x=3$

Однак, оскільки моди в «ріджевому» хвилеводі не є ортогональними, існує можливість взаємодії мод з різними n_x , як це видно з 3D-дисперсії на рис. 6.5. Тобто міжтипова взаємодія мод може існувати не тільки між об'ємною та поверхневою модою з однаковою кількістю варіацій, але також і з різними. У випадку коли перетинаються три криві або більше, можлива ще більш складна міжтипова взаємодія. Так, приклади розподілу ВЧ поля при міжмодовій взаємодії $n_x=1$ та $n_x=3$; $n_x=1$ та $n_x=5$; $n_x=1$ та $n_x=7$ показано на рис. 6.7. Можна бачити, що зменшується як дифракційна добротність, так і опір

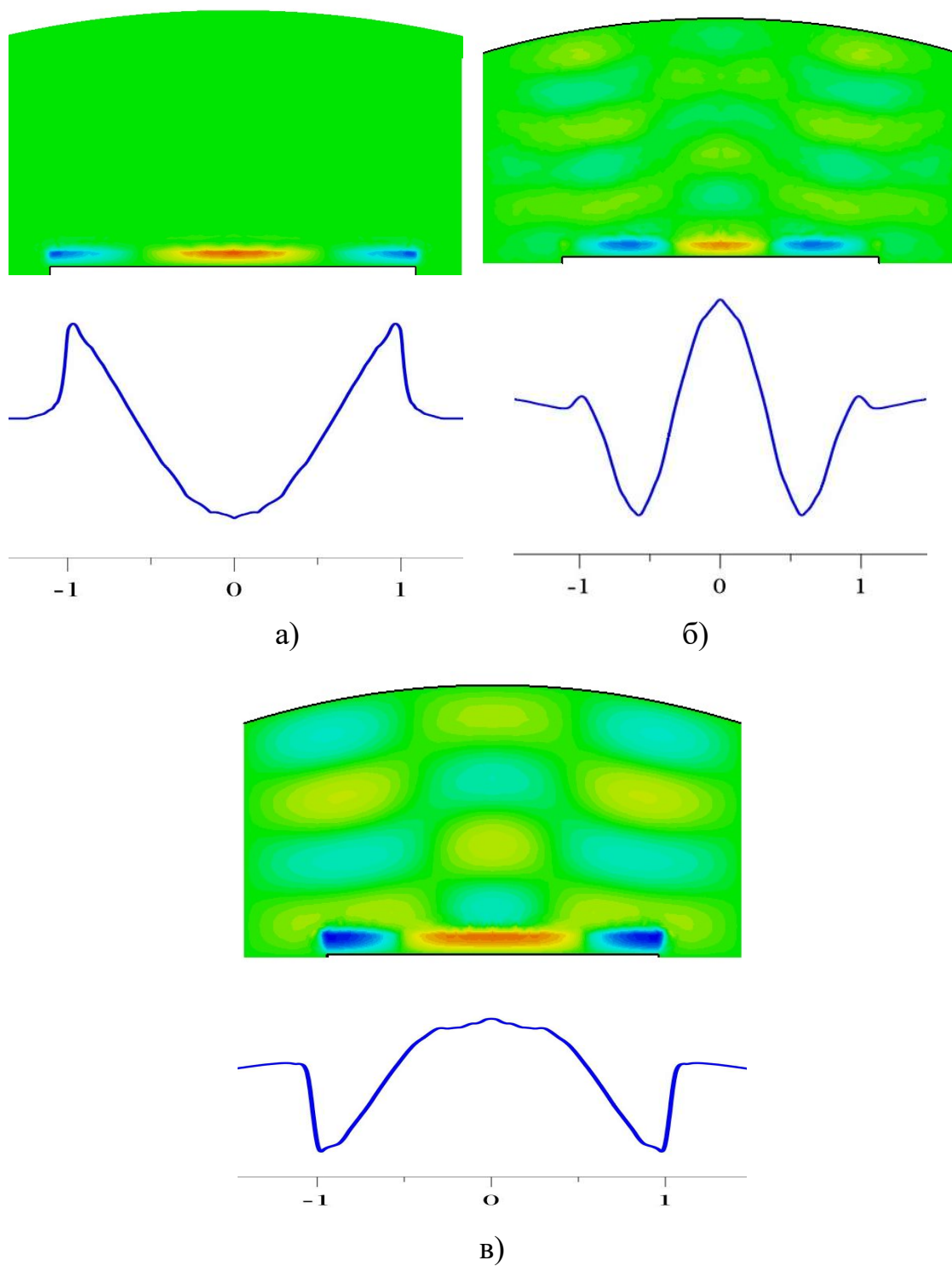


Рисунок 6.6 - Розподіли компоненти ВЧ поля (B_x) власної моди в резонаторі (x - y площині) з $n_x=3$: а) чисто поверхневої моди; б) чисто об'ємній моди; в) резонансному зв'язку об'ємної хвилі з SSPP

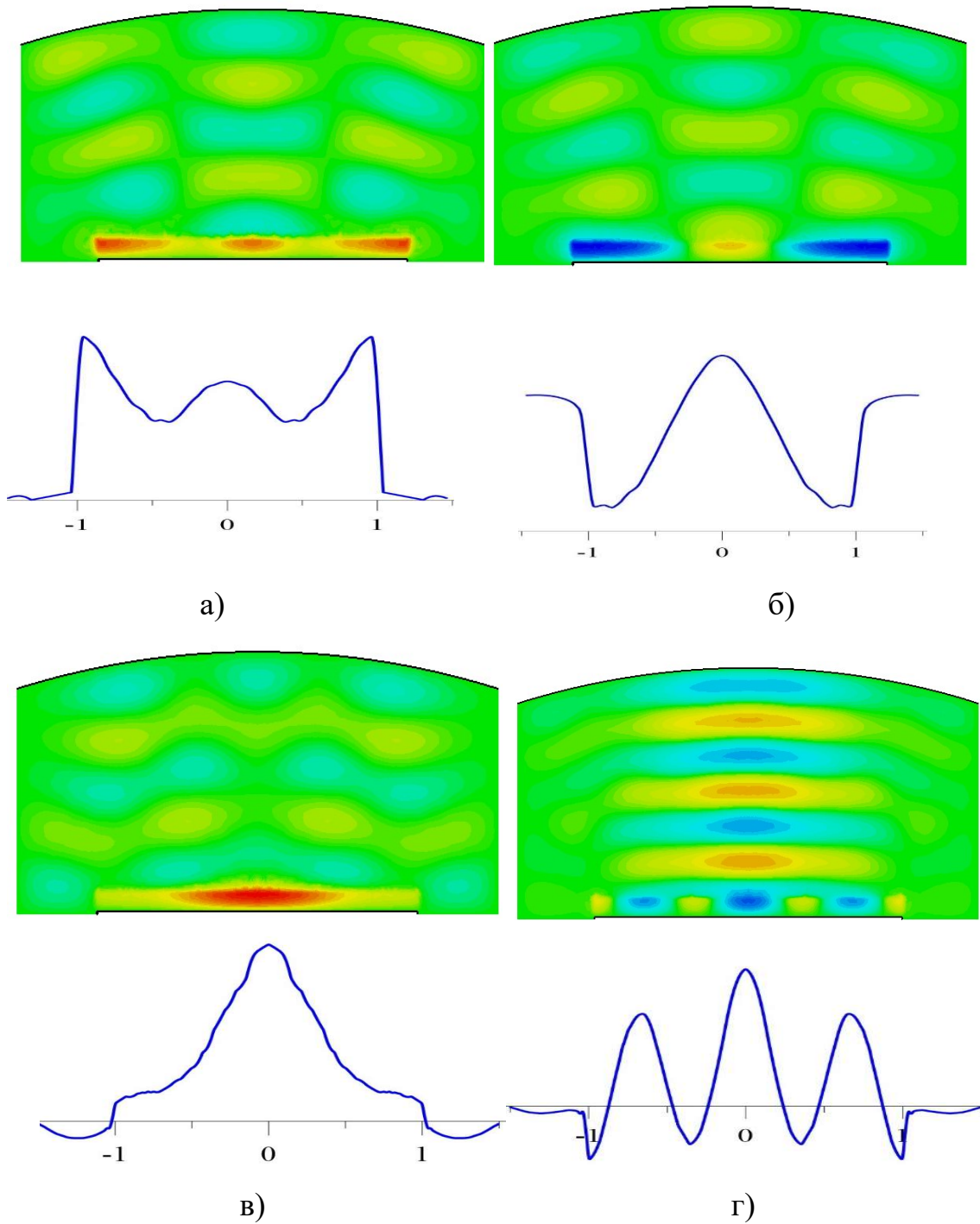


Рисунок 6.7 - Розподіли компоненти ВЧ поля (B_x) власної моди в резонаторі (x - y площині) при міжтипової взаємодії мод з різними n_x : а) 1 і 5; б) 1 і 3 (розподіл над «глибокою» канавкою); в) 1 і 3 (розподіл над «регулярною» канавкою); г) 1 і 7

зв'язку електронів з ВЧ полем та він стає неоднорідним по ширині потоку. Також при взаємодії мод з різними n_x , розподіли електричного поля над «глибокою» канавкою та «регулярною» канавкою можуть бути різними (рис. 6.7 б і в)

6.4 Моделювання «гарячого» режиму самозбудження гібридних об'ємно-поверхневих мод електронним потоком у тривимірному випадку

У ЕВП на основі випромінювання Сміта-Перселла (ГДВ, оротрон, КРВ) основна об'ємна хвиля вздовж осі x у площині $y=0$ має гаусівський, синусоїдальний або інший нерівномірний розподіл, що визначається фокусуєчими властивостями дзеркал резонатора. Поверхнева гармоніка, синхронна з електронним пучком у цих пристроях, має такий же розподіл, що й об'ємна хвиля, і ширина електронного пучка обмежена цим розподілом. Оскільки профіль поля SSPP $f_{SSPP}(x)$ є рівномірним, незважаючи на профіль падаючої хвилі $f_{inc}(x)$, ми можемо очікувати, що поверхнева частина HBSM у 3D-резонаторі буде розподілена майже рівномірно незалежно від розподілу об'ємної хвилі. У цьому випадку імпеданс зв'язку електронний потік-хвиля не залежить від x (оскільки електронний потік синхронний з поверхневою гармонікою), і широкі решітки та стрічкові електронні

пучки можуть застосовуватися зі збільшеним загальним струмом і, отже, збільшеною вихідною потужністю. Для перевірки цієї тези на основі холодного моделювання, проведеного в попередньому підрозділі, в даному підрозділі проведено гаряче моделювання.

Дисперсія для параметрів хвилеводу наведеному в таблиці 6.2 для структури на рис. 6.8 а показана на рис. 6.8 б як для закритого хвилеводу, так і для відкритої решітки. Ця дисперсія досить близька до дисперсії основної моди ($n_x = 1$) тривимірної решітки відповідно до результатів моделювання за допомогою MAGIC3D.

ТАБЛИЦЯ 6.2

Базовий період гребінки, l	70 мкм
Базова глибина канавки, h	90 мкм
Модифікована глибина канавки, h_3	117 мкм
Ширина гребінки та електронного потоку, w	2 мм
Висота хвилеводу, D	3.5 мм
Радіус кривизни верхнього дзеркала, R_{curv}	10 мм
Ширина вивідної щілини, L_{out}	4 мм
Провідність матеріалу, σ	$1.7 \cdot 10^7$ См/м
Прискорювальна напруга, U	18.7 кВ
Струм потоку, I	100 мА
Товщина потоку	30 мкм

Як можна бачити, області $k \sin \alpha \cong k_{zs}$ резонансного зв'язку SSPP

з падаючою хвилею для відкритої решітки перетворюються в області «міжтипової мод» взаємодії, коли гілки, що відповідають SSPP, перетинаються з об'ємними хвилями закритого хвилеводу. Як і в двовірному моделюванні, описаному в розділі 5, гребінка та всі металеві стінки, включаючи ті, що обмежують резонатор при $z=0$ та $z=L$ мають провідність $\sigma = 1.7 \cdot 10^7$ СМ/М.

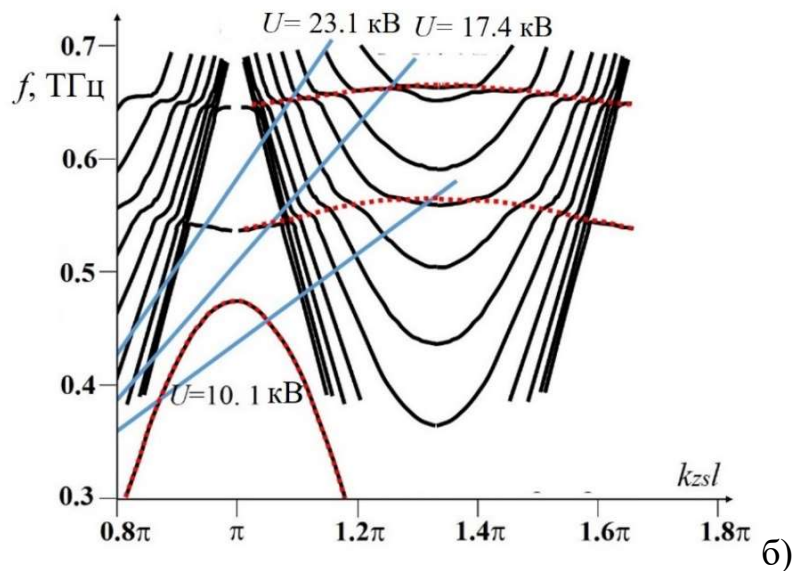
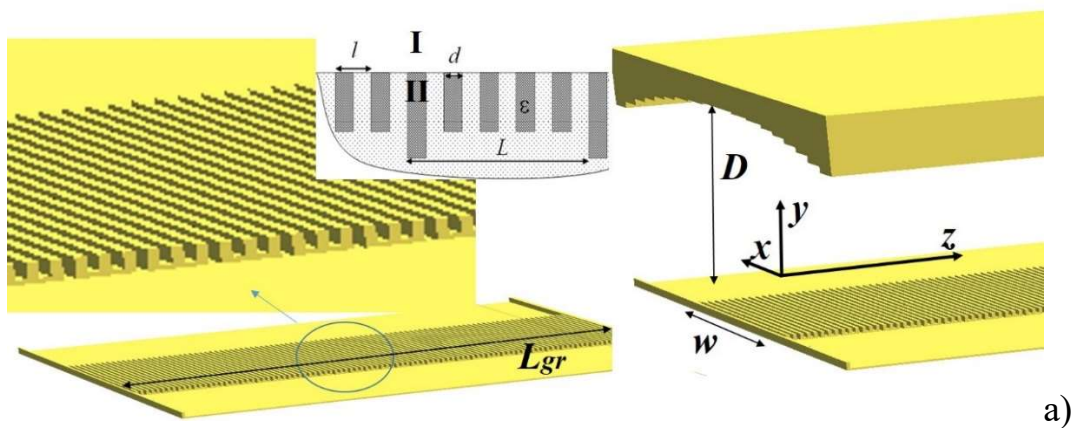


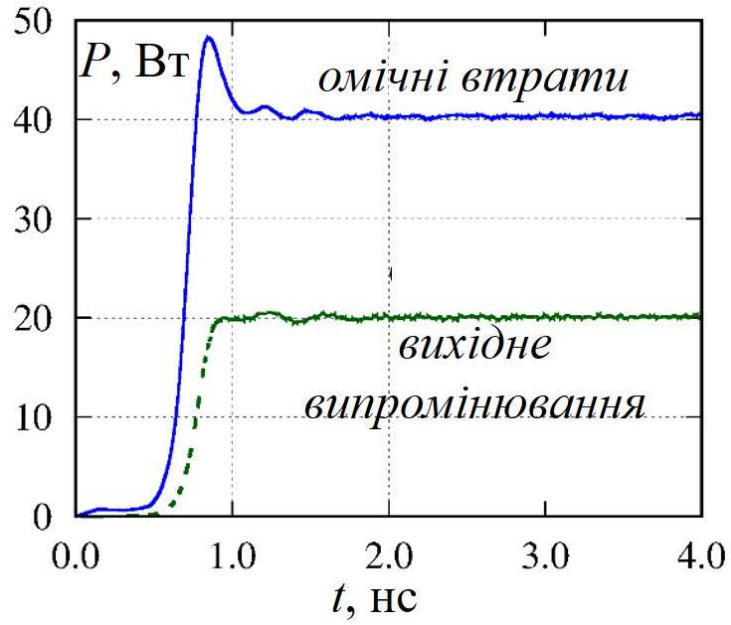
Рисунок 6.8 - а) схематичний вигляд двовірної та тримірної біперіодичної гребінки та резонатору. б) двовірна дисперсія закритої та відкритої структури

Результати, наведені на рис. 6.9, демонструють, що коливання з частотою 0,6359 ТГц збуджуються з вихідною потужністю близько 20 Вт (1% вихідного ККД), коли загальна потужність взаємодії пучка з хвилею (потужності вихідного випромінювання + омичні втрати + дифракційні втрати) становить близько 60 Вт з приблизно 3% електронного ККД, що добре узгоджується з енергією електронів у кінці простору взаємодії, показано на рис. 6.10 б.

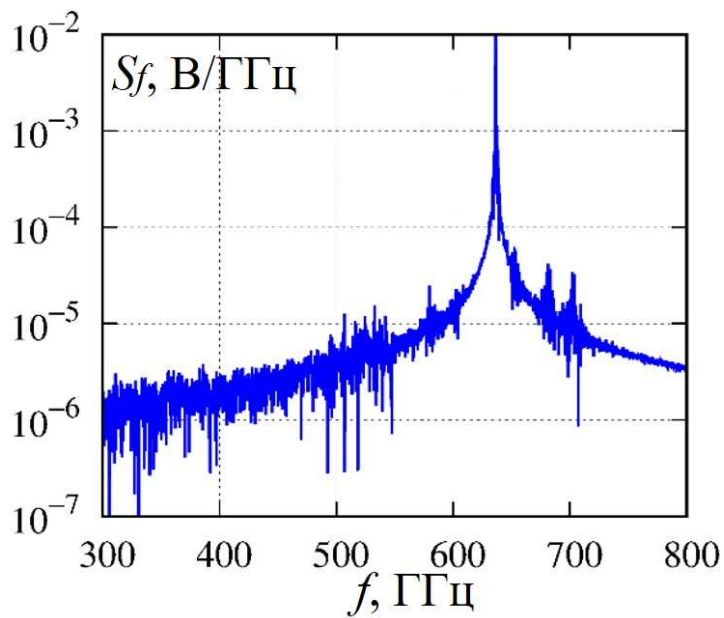
Отримані значення ККД та потужності є дуже близькими до результатів двовимірного моделювання, тоді як частота лише майже на 2 ГГц вища, що підтверджує невелику різницю між двомірною та тримірною дисперсіями для основної моди по ширині гребінки $n_x=1$. Близькі значення вихідної потужності двомірного та тримірного моделювання можуть свідчити про правильність наведених вище міркувань щодо рівномірного розподілу синхронної гармоніки по гратці. Розподіли ВЧ поля в усталеному стані, показані на рис. 6.10 та 6.11, також підтверджують це припущення.

Поздовжній розподіл ВЧ поля в площині $x=0$, показаний на рис. 6.10 а, демонструє принцип збудження гібридної моди: пучок збуджує SSPP з майже рівномірним розподілом в останній частині решітки $z>L_2$ (рис. 6.10 а, 6.11 в) (розподіл поля E_z на початку гребінки є дуже близьким до розподілу власної гібридної об'ємно-поверхневої моди, що показано на рис. 6.3). Витікаюча хвиля (гармоніка) випромінюється під кутом до гребінки, близьким до 45° (це дуже добре узгоджується з дисперсією), відбивається верхнім дзеркалом (рис. 6.10 а) і падає назад

на область входу пучка к решітки $z < L_1$ збуджуючи SSPP із знову рівномірним розподілом (рис. 6.10 а, 6.11 в).



а)



б)

Рисунок 6.9 - а) Залежність від часу вихідної потужності та потужності омичних втрат; б) спектр сигналу генерації

У цій області електронний пучок попередньо групується (рис. 6.10 б та при $L_1 < z < L_2$, групування потоку зростає завдяки двом факторам: 1) як у просторі дрейфу, подібно до двох-резонаторного клістропа, та

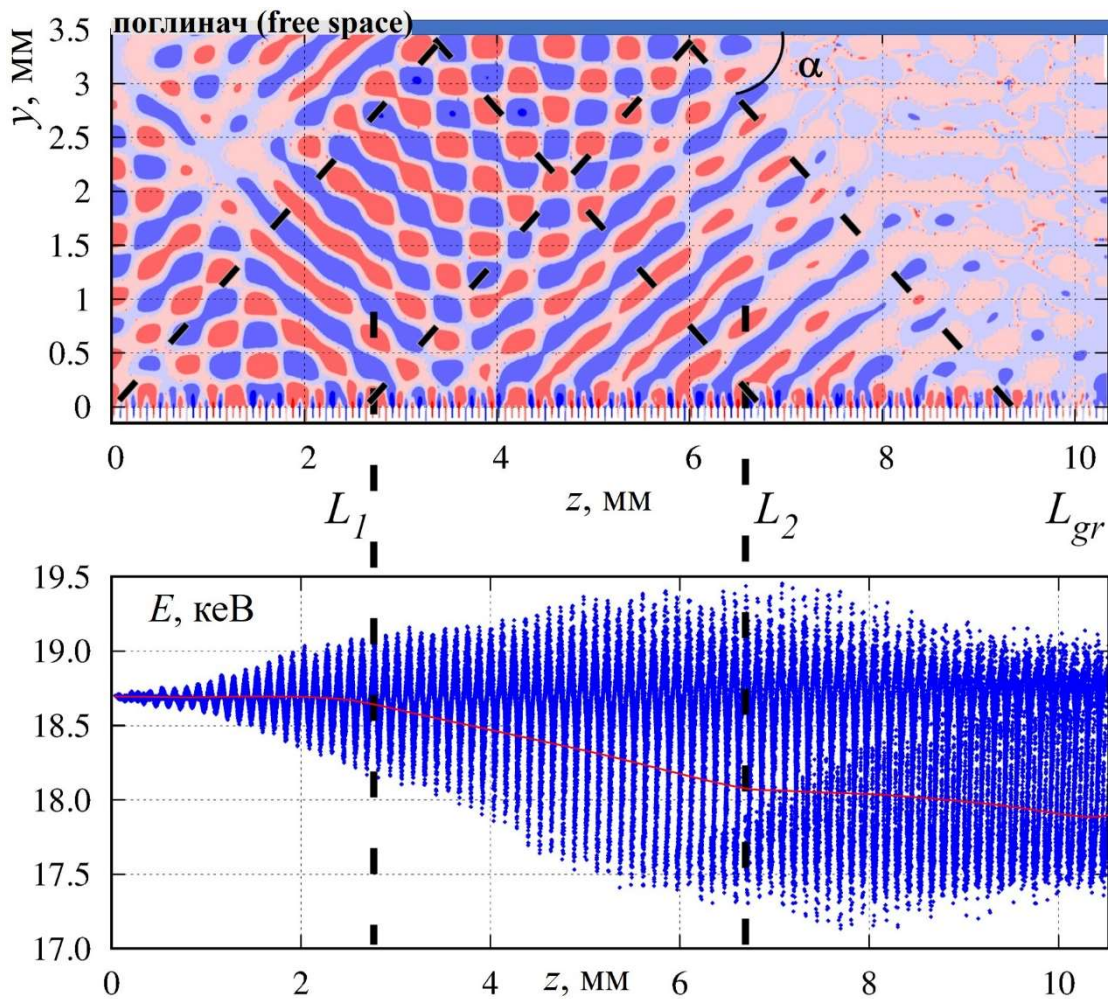
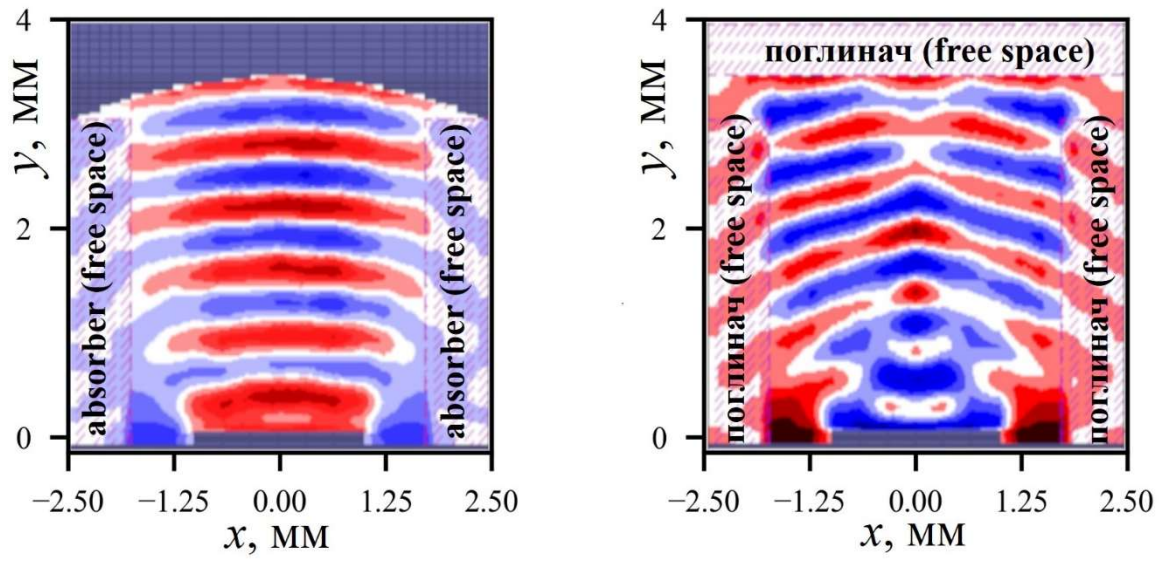


Рисунок 6.10 - а) поздовжній розподіл V_x усталених коливань в резонаторі. на площині $x=0$, пунктирні лінії демонструють промені, що відповідають витікаючої хвилі, що з'являється в останній частині решітки і далі відбивається від верхньої стінки; б) фазовий простір

електронів вздовж осі z разом із усередненою енергією (червона лінія)

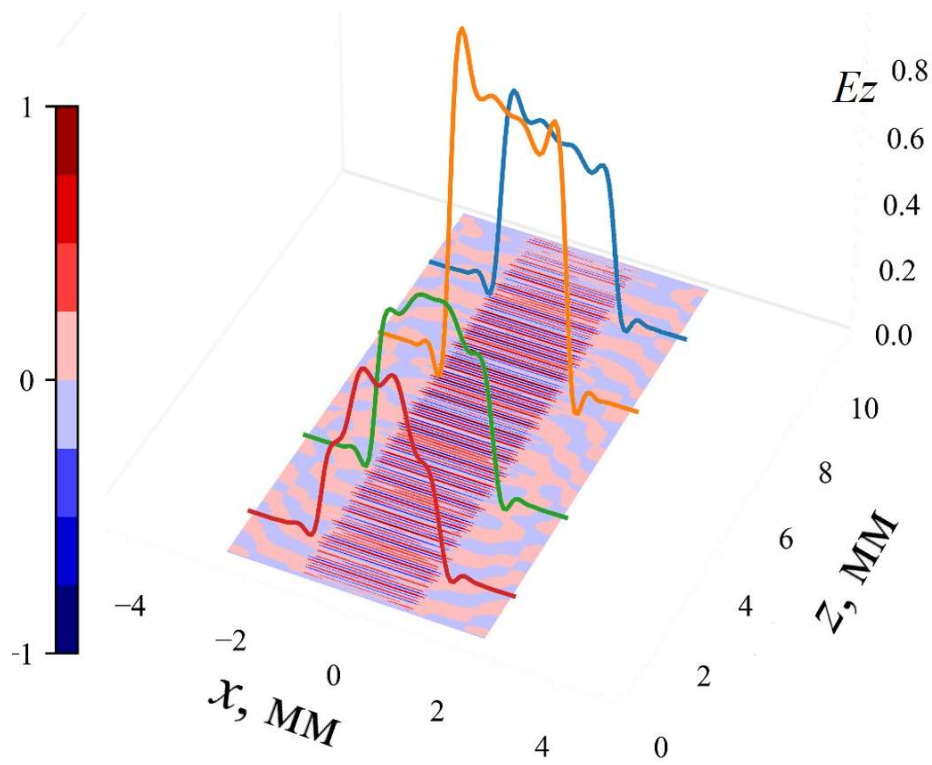
2) завдяки збудженню SSPP з позитивним потоком потужності поверхневої хвилі (на дисперсії видно, що $d\omega/dk_z > 0$ для SSPP відкритої решітки) як в підсилювачі біжучої хвилі. Витікаюча хвиля, збуджена в цій області, майже повністю поширюється до виводу випромінювання (що зображено як поглинач на рис. 6.10 а довжиною $L_{out} \approx 3.4$ мм який набагато довший за довжину хвилі ($\lambda \approx 0.47$ мм). Такий вивід випромінювання відрізняється від виводу в резонансних приладах на ефекті Сміта-Перселла (ГДВ, оротрон, ЕІО) де або дуже вузький вихідний отвір ($L_{out} \ll \lambda$) розташований близько максимуму ВЧ поля або надрозмірний квазіоптичний або дифракційний вихід розташований поза зоною сильного ВЧ поля, щоб забезпечити високий коефіцієнт добротності. Можливість такого надрозмірного виводу очевидна з рис. 6.10 а, де видно, що грубо кажучи (квазіоптичне наближення), випромінювання, відбите від краю верхнього дзеркала, падає на область входу потоку, як і в двомірному випадку, $z < L_1$. Попередній аналіз показує, що розподіл поля у вихідному хвилеводі висоти L_{out} є близьким до моди $E_{m,1}$, де $m = \text{int}(2L_{out}/\lambda \cos\alpha)$. Однак більш детальний аналіз вихідної діаграми спрямованості та її оптимізація (наприклад, перетворення в пучок Гауса) виходять за рамки представленого дослідження і будуть проведені на наступному етапі.

Отже, у розглянутому режимі генерації, простір взаємодії умовно можна розділити на три області:



а)

б)



в)

Рисунок 6.11 – а) та б) поперечний розподіл компоненти поля V_x в площині x - y при $z=6$ мм і $z=2$ мм відповідно; в) розподіл електричної компоненти E_z в площині $y=0$ (поверхня ґратки)

1) попереднє згрупування пучка за рахунок збудження SSPP об'ємною хвилею, відбитою від верхнього рефлектора ($z < L_1$); 2) область підсилення групування та відведення енергії ($L_1 < z < L_2$); 3) Збудження об'ємного випромінювання, необхідного для зворотного зв'язку при $L_2 < z < L_{gr}$. Через лише одноразове відбиття об'ємної хвилі від верхньої стінки, формування зворотного зв'язку на досить великій відстані є менш чутливим до омичних втрат порівняно з чистою поверхневою модою, що також підтверджує результати двовимірного моделювання.

Розгортка напруги пучка U та зміна висоти резонатора D під час моделювання показала (табл. 6.3), що існують переважно дві зони коливань 0,527-0,557 ТГц і 0,628-0,648 ТГц, що відповідає напрузі пучка приблизно 9,5-12 кВ і 17,2-23,2 кВ, що дуже добре узгоджується з дисперсією і результатами двовимірного моделювання.

Розглянемо можливу конкуренція з вищими поперечними (в напрямку x) модами. Хоча, як було зазначено вище, двовимірна дисперсія, дуже близька до тримірного випадку, вона справедлива лише для основної моди, $n_x=1$. Більш високі поперечні моди $n_x > 1$, виявлені під час «холодного» моделювання, не відображаються на дисперсії, щоб не перезавантажувати рисунок, оскільки під час «гарячого» моделювання збуджувалася основна мода з однією варіацією через решітку. Однак хоч і рідко, але у деяких «гарячих» моделюваннях, коли поглинач не був розміщений біля бокових стінок, спостерігався випадок конкуренції між основною $n_x=1$ та вищими модами $n_x > 1$ на краях зон коливань основної моди, коли стартовий струм збільшувався.

ТАБЛИЦЯ 6.3

Результати моделювання частотного перестроювання

U , кВ	f , ТГц	P , Вт	Електронний ККД, %	U , кВ	f , ТГц	P , Вт	Електронний ККД, %
9.5	0.534	6	3	17.2	0.648	15	3
10	0.541	6	3	17.7	0.642	15	3.3
10.5	0.551	8	3.1	18.2	0.640	18	3.2
11	0.555	10	3.2	18.7	0.636	20	3.1
11.5	0.557	7	3	19.2	0.633	19	2.9
12	0.527	2	1.5	19.7	0.630	16	2.9
				20.2	0.632	14	2.6
				21.2	0.633	13	2.4
				22.2	0.630	5	1.5
				23.2	0.628	6	1.9

Після введення поглинача в резонатор, як показано на рис. 6.11 а, б, основна мода збуджувалась без конкуренції у всьому діапазоні. Це викликано істотним збільшенням дифракційних втрат вищих мод (завдяки тому що їх діаграма випромінювання в площині x - y ширша), особливо у випадку плоского дзеркала, як у резонаторі Фабрі-Перо, тоді як дифракційні втрати основної моди залишаються відносно низькими. Тому, подібно до ЕВП на основі SPR, що містять відкриті резонатори з високою селективністю мод, розглянутий режим HBSM, також має цю перевагу.

6.5 Висновки до розділу 6

За допомогою тривимірного РІС FTDT моделювання досліджено режим збудження гібридних об'ємно-поверхневих мод в Черенковському генераторі з стрічковим електронним потоком і неоднорідною (бі-періодичною) гребінкою. Результати моделювання показали, що збудження гібридної моди відбувається з майже рівномірним розподілом поля синхронної з електронним потоком гармоніки по ширині гребінки. Також виявлено можливість міжтипової взаємодії між модами з різною кількістю варіацій по ширині гребінки. Це відбувається у вузькому діапазоні, а завдяки високим дифракційним втратам вищих мод, зменшується ефективність їх зворотного зв'язку по зворотній об'ємній хвилі і тому вони практично не збуджуються. Завдяки цьому електронний ККД в двовимірному та тривимірному випадках є доволі близьким. Це свідчить про те, що на додаток до переваг гібридного режиму, виявлених двовимірним моделюванням (збільшення як зворотного зв'язку, так і ефективності випромінювання за рахунок об'ємної хвилі, високий опір зв'язку та позитивний потік енергії SSPP), гібридний режим дозволяє використовувати широкі стрічкові електронні пучки з більшою ефективністю ніж у випадку генерації чисто об'ємних або поверхневих модах. Це забезпечує досить перспективні вихідні параметри такого класу генераторів в ТГц діапазоні.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі вирішено ряд важливих для теорії та практики проблем, пов'язаних з підвищенням ефективності зворотного зв'язку та вихідної потужності електронно-вакуумних приладів субТГц та ТГц діапазону, що працюють на принципах МЦР та Черенковського випромінювання.

В результаті проведених досліджень було розроблено нові та покращено характеристики існуючих субТГц та ТГц гіротронів, що використовуються для досліджень біологічних об'єктів за допомогою ЯМР-ДПЯ спектроскопії з підвищеною чутливістю та для інших практичних застосувань. Також результати досліджень вказують на шляхи покращення характеристик ТГц гіротронів.

Проведені теоретичні дослідження вказують на перспективність створення нової модифікації Черенковського генератора ТГц діапазону на гібридних об'ємно-поверхневих модах з покращеними характеристиками для застосування в системах діагностики плазми, аналізу біологічних і медичних об'єктів, матеріалознавстві та багатьох інших.

До числа оригінальних наукових результатів, отриманих в дисертаційній роботі, можна віднести наступні.

1. Встановлено, що у гіротронах з аксіальним виводом, в яких є відбиття сигналу або від вихідного вікна, або від відбивача, розширюється та стає більш ступінчастим діапазон частотного

перестроювання за рахунок збудження прямої хвилі з великим аксіальним хвильовим числом; відбувається конкуренція або кооперація мод першої та другої циклотронної гармоніки, що можна контролювати коефіцієнтами відбиття; режим роботи стає дуже чутливим до розташування та характеристик відбивача, що треба враховувати, особливо при змінному навантаженні.

2. Виявлено, що подавлення генерації на другій циклотронній гармоніці в гіротроні, який було розроблено на 0.8 ТГц, було спричинено генерацією моди першої ЦГ за рахунок позарезонаторної взаємодії із модою з вищим радіальним індексом в вихідному конусі. Встановлено фактори, за яких можна розширити частотне перестроювання при роботі на першій ЦГ, так і за яких завадити конкуренції з боку першої ЦГ для стабільної генерації на другій ЦГ.
3. Встановлено шляхи компенсації зменшення потужності в субТГц гіротроні при зсуві осі електронного потоку відносно осі резонатору, що призводить до конкуренції мод з різними напрямками обертання.
4. Виявлено, що в МВт гіротроні з резонатором, який створено комбінацією регулярної та слабо конусної секцій, існування «гарячої» моди з великою дифракційною добротністю приводить до збудження більш низьких радіальних мод замість вищих мод при зростанні напруги в імпульсному режимі.
5. Розроблено та реалізовано алгоритми стабілізації та модуляції

вихідних параметрів гіротронів з триелектродною гарматою та ізольованим колектором, що було застосовано для підвищення ефекту 460 ГГц ДПЯ для 700 МГц ЯМР спектроскопії.

6. Знайдено режим зворотного зв'язку в Черенковському генераторі на гібридних об'ємно-поверхневих модах, що є мало чутливим до омичних втрат за рахунок однократного відбиття зворотної об'ємної хвилі. Для реалізації цього режиму знайдено відношення між геометричними параметрами структури та прискорювальної напруги.
7. Знайдено конфігурацію (положення та ширину виводу випромінювання) в Черенковському генераторі на гібридних об'ємно-поверхневих модах, що забезпечує максимальну вихідну потужність. При цьому потужність омичних втрат та вихідної потужності є співрозмірними в діапазоні 0.6 ТГц з урахуванням зниження провідності міді в цьому діапазоні за рахунок шорсткості та ін.
8. Показано, що ефективне збудження гібридної об'ємно-поверхневої моди можливе перегрупованим електронним потоком, що дозволяє збільшити довжину простору взаємодії. При цьому реалізуються дві мети (зазвичай суперечливі в традиційних приладах): зменшення стартового струму та збільшення вихідної потужності.
9. Знайдено тривимірний розподіл ВЧ поля гібридної об'ємно-поверхневої моди. Показано, що розподіл синхронної гармоніки

основної моди є майже однорідним по ширині при неоднорідному розподілі об'ємної гармоніці, що сприяє ефективній взаємодії з широкими стрічковими електронними потоками для збільшення вихідної потужності. Показано, що в надрозмірному резонаторі селекція основної моди відбувається за рахунок високої дифракційної добротності в порівнянні з вищими модами, які мають декілька варіацій поля по ширині гребінки.

Подяки. Автор висловлює свою щирю подяку вчителю та 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 О. М. Кулешову; своїм співавторам з відділу №11 та № 16 ІРЕ ім. О.Я. Усикова НАН України; своєму першому науковому керівнику та вчителю О.І. Цвику, та співробітникам відділу №11 ІРЕ НАН України за корисні дискусії та всебічну допомогу; колегам з Наукового Центру FIR FU університету м. Фукуї, Японія; співавторам з ведучих наукових центрів (G. Nusinovich, O. Dumbrajs, S. Sabchevski та інші), alma mater, Харківському Національному Університету імені В.Н. Каразіна та науковому керівнику дипломної роботи Шматьку О.О.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. **E. Khutoryan** "Mode Interaction for Random Signal Generation in MM-Waveband Vacuum Oscillators", *Applied RadioElectronics*, Vol. 12, Issue 1, pp. 51-53, 2013.
http://nbuv.gov.ua/UJRN/Prre_2013_12_1_11
2. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, O. Kwon, G.-S. Park, "Improved Efficiency of Backward-Wave Oscillator With an Inclined Electron Beam", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 60, Issue 1, pp. 458 – 463, 2013. DOI: [10.1109/TED.2012.2225837](https://doi.org/10.1109/TED.2012.2225837).
3. **E. Khutoryan**, O. Dumbrajs, G. Nusinovich, T. Idehara, "Theoretical Study of the Effect of Electron Beam Misalignment on Operation of the Gyrotron FU IV A", *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 42, Issue 6, pp. 1586 – 1593, 2014. DOI: [10.1109/TPS.2014.2322674](https://doi.org/10.1109/TPS.2014.2322674).
4. **E. Khutoryan**, G. Nusinovich, O. Sinitsyn, "Competition between modes with different axial structures in gyrotrons", *Physics of Plasmas*, Vol. 21, Issue 9, 093114, 2014. DOI: [10.1063/1.4896709](https://doi.org/10.1063/1.4896709).
5. **E. Khutoryan**, M. Sattorov, K. Lukin, O.J. Kwon, S.-H. Min, R. Bhattacharya, I.-K. Baek, S. Kim, M. Yi, J. So, G.-S. Park, "Theory of Multimode Resonant Backward-Wave Oscillator With an Inclined Electron Beam", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 62, Issue 5, pp. 1628-1634, 2015. DOI: [10.1109/TED.2015.2411680](https://doi.org/10.1109/TED.2015.2411680).
6. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, O.J. Kwon, S.-H. Min, R. Bhattacharya, I.-K. Baek, S. Kim, M. Yi, J. So, G.-S. Park,

- "Automodulation Processes in Clinotrons With Low-Focusing Magnetic Field", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 62, Issue 5, pp. 1617-1621, 2015. DOI: [10.1109/TED.2015.2409292](https://doi.org/10.1109/TED.2015.2409292).
7. T. Idehara, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, **E. Khutoryan** et al., "The Development of 460 ГГц gyrotrons for 700 MHz DNP-NMR spectroscopy", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 36, Issue 7, pp. 613-627, 2015. DOI: 10.1007/s10762-015-0150-z.
 8. T. Idehara, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, A. Kuleshov, O. Dumbrajs, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "High-Speed Frequency Modulation of a 460-ГГц Gyrotron for Enhancement of 700-MHz DNP-NMR Spectroscopy", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 36, Issue: 9, pp: 819-829, 2015. DOI: 10.1007/s10762-015-0176-2.
 9. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Stabilization of Gyrotron Frequency by PID Feedback Control on the Acceleration Voltage", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 36, Issue 12, pp. 1157-1163, 2015. DOI: 10.1007/s10762-015-0212-2.
 10. O. Dumbrajs, **E. Khutoryan**, T. Idehara, "Hysteresis and Frequency Tunability of Gyrotrons", *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 37, Issue 6, pp. 551–560, 2016. DOI: 10.1007/s10762-015-0240-y.
 11. N. Miyoshi, T. Idehara, **E. Khutoryan**, Y. Fukunaga, A. Bibin, S. Ito, S. Sabchevski, "Combined Hyperthermia and Photodynamic Therapy

- Using a Sub-THz Gyrotron as a Radiation Source", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 37, Issue 8, pp. 805–814, 2016. DOI: 10.1007/s10762-016-0271-z.
12. T. Idehara, **E. Khutoryan**, I. Ogawa, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Modulation and Stabilization of the Output Power and Frequency of FU Series Gyrotrons", *International Journal on Terahertz Science and Technology*, Vol. 9, Issue 4, pp. 117-130, 2016. DOI: [10.11906/TST.117-130.2016.12.12](https://doi.org/10.11906/TST.117-130.2016.12.12).
 13. **E. Khutoryan**, T. Idehara, M. Melnikova, N. Ryskin, O. Dumbrajs "Influence of Reflections on Frequency Tunability and Mode Competition in the Second-Harmonic THz Gyrotron", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 38, Issue 7, pp. 824–837, 2017. DOI: 10.1007/s10762-017-0378-x.
 14. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara "Simultaneous Stabilization of Gyrotron Frequency and Power by PID Double Feedback Control on the Acceleration and Anode Voltages", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 38, Issue 7, pp. 813–823, 2017. DOI: 10.1007/s10762-017-0374-1.
 15. K. Kato, H. Qiu, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, M. Tani, T. Idehara, Y. Yamaguchi, M. Fukunari, Y. Maeda, K. Takayama, Y. Minami, M. Empizo, T. Kurihara, K. Yamanoi, T. Shimizu, K. Takano, N. Sarukura, T. Fukuda, M. Yoshimura, M. Nakajima, "Strong yellow emission of high-conductivity bulk ZnO single crystals irradiated with high-power

- gyrotron beam”, *Applied Physics Letters*, Vol. 111, Issue 3, 2017. DOI: 10.1063/1.4994316.
16. Y. Toda, S. Ishiyama, **E. Khutoryan**, T. Idehara, S. Matsuishi, P. Sushko, and H. Hosono, “Rattling of Oxygen Ions in a Sub-Nanometer-Sized Cage Converts Terahertz Radiation to Visible Light”, *ACS Nano*, Vol. 11, Issue 12, pp. 12358–12364, 2017. DOI: [10.1021/acsnano.7b06277](https://doi.org/10.1021/acsnano.7b06277).
 17. S. Mitsudo, M. Glyavin, **E. Khutoryan**, I. Bandurkin, T. Saito, Y. Ishikawa, V. Manuilov, I. Zotova, A. Fedotov, A. Kuleshov, "An Experimental Investigation of a 0.8 THz Double-Beam Gyrotron," *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*", Vol. 40, Issue 11, pp. 1114-1128, 2019. DOI: 10.1007/s10762-019-00629-6.
 18. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Kishko, S. Ponomarenko, M. Glyavin, I. Bandurkin, V. Manuilov, A. Fedotov, I. Zotova, S. Sabchevski, Y. Ishikawa, M. Fukunari, T. Saito, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, T. Idehara, “Increase of Gyrotron Output Power at High-Order Axial Mode Through an After-Cavity Excitation of the Next Transverse Mode”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*", Vol. 42, Issue 6, pp. 684–700, 2021. DOI: [10.1007/s10762-021-00798-3](https://doi.org/10.1007/s10762-021-00798-3).
 19. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani, “Efficient Excitation of Hybrid Modes in a THz Clinotron”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 42, Issue 6, pp. 671–683, 2021. DOI: 10.1007/s10762-021-00800-y.
 20. **E. Khutoryan**, A. N. Kuleshov, S. S. Ponomarenko, K. A. Lukin, Y.

- Tatematsu, M. Tani, "Hybrid Bulk-Surface Modes Excited by a Sheet Electron Beam in THz Cherenkov Oscillator," *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 69, Issue 6, pp. 3407-3412, 2022, DOI: 10.1109/TED.2022.3168526.
21. S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, "Electromagnetic sources for THz imaging and DNP NMR spectroscopy," In: *Electromagnetic Waves and Antennas for Biomedical Applications*, 2021. DOI: 10.1049/PBHE033E_ch3
22. K. Lukin, **E. Khutoryan**, "Mode interaction in resonant Clinotron", *IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2011)*, p.123-124, 2011. DOI: [10.1109/IVEC.2011.5746906](https://doi.org/10.1109/IVEC.2011.5746906)
23. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, G.-S. Park, A. Bera, R. Barik, O. Kwon, S.-H. Min, A. Sharma, A. Tanwar, "Experimental study on 0.1 THz clinotron", *IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2012)*, p.453-454, 2012. DOI: [10.1109/IVEC.2012.6262236](https://doi.org/10.1109/IVEC.2012.6262236)
24. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, G-S Park, O. Kwon, "Automodulation processes in THz resonant backward wave oscillator with low focusing magnetic field", *2012 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*", 1-2, 2012. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2012.6380269](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2012.6380269)
25. **E. Khutoryan**, A. Tsvyk, V. Zheltov, "About reflection diffraction radiation oscillator operation at second space harmonic," *2013 International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves*, p. 403-405, 2013.

DOI: [10.1109/MSMW.2013.6622067](https://doi.org/10.1109/MSMW.2013.6622067).

26. T. Idehara, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, K. Ueda, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Sub-THz gyrotrons with special functions of frequency control for applications to DNP-NMR spectroscopy," 2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 1-2, 2014.
DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2014.6956167](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2014.6956167)
27. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. Kuleshov, K. Ueda, "Stabilization of Gyrotron Output Power by Use of PID Feedback Control of Anode Voltage," Meeting Abstracts of the Physical Society of Japan 70.1, p. 552, 2015. DOI: [10.11316/jpsgaiyo.70.1.0_552](https://doi.org/10.11316/jpsgaiyo.70.1.0_552)
28. T. Idehara, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, A. Kuleshov, O. Dumbrajs, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "High speed frequency modulation of a 460 ГГц gyrotron for application to the 700 MHz DNP enhanced NMR spectroscopy", 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), p. 1-2. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2015.7327859](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2015.7327859)
29. **E. Khutoryan**, T. Idehara, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, A. Kuleshov, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Frequency Modulation of sub-THz gyrotron for 700 MHz DNP-NMR spectroscopy", Meeting Abstracts of the Physical Society of Japan 70.2, 650, 2015. DOI: [10.11316/jpsgaiyo.70.2.0_650](https://doi.org/10.11316/jpsgaiyo.70.2.0_650).
30. T. Idehara, A. Kuleshov, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, Y. Matsuki, T. Fujiwara, S. Asai, T. Suehara, T. Yamazaki, A. Miyazaki, "High power

- THz technologies opened by high frequency gyrations covering Sub-THz to THz region," 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), p. 1-3, 2016. DOI: [10.1109/MSMW.2016.7538046](https://doi.org/10.1109/MSMW.2016.7538046)
31. **E. Khutoryan**, T. Idehara, M. Melnikova, A. Rozhnev, N. Ryskin, "Influence of reflections on frequency stability, tunability and mode competition in the second-harmonic THz gyrotron", 2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), p. 1-2, 2016. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2016.7758527](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2016.7758527)
32. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Gyrotron output frequency and power stabilization by PID feedback control on the acceleration and anode voltages," 2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)", p. 1-2, 2016. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2016.7758502](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2016.7758502)
33. **E. Khutoryan**, T. Idehara, N. Ryskin, M. Melnikova, O. Dumbrajs, "Using of reflections for expansion of frequency tuning in a THz-band gyrotron", 2017 Eighteenth International Vacuum Electronics Conference (IVEC), p.1-3, 2017. DOI: [10.1109/IVEC.2017.8289725](https://doi.org/10.1109/IVEC.2017.8289725)
34. **E. Khutoryan**, S. Ponomarenko, S. Kishko, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, A. Kuleshov, "THz Cherenkov Oscillator with Surface-Radiating Modes," 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)", p. 1-2, 2019.

DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2019.8874184](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8874184)

35. I. Bandurkin, A. Fokin, M. Glyavin, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Mitsudo, S. Sabchevski, Y. Tatematsu, T. Saito, Y. Ishikawa, "An Experimental Investigation of a 0.8 THz Gyrotron with an Improved Mode Selection," 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)", p. 1-2, 2019.

DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2019.8874170](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8874170)

36. M. Nakajima, K. Kato, H. Qiu, T. Shimizu, N. Sarukura, M. Yoshimura, T. Fukuda, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, M. Tani, "Observation of strong yellow emission for high-conductivity ZnO excited by sub-terahertz gyrotron beam," 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), p. 1-2, 2019.

DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2019.8873849](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8873849)

37. A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, Masahiko, **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), p. 1-4, 2020.

DOI: [10.1109/UkrMW49653.2020.9252641](https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252641)

38. **E. Khutoryan**, S. Ponomarenko, S. Kishko, K. Lukin, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, A. Kuleshov, "Efficient Regime of Hybrid Surface-Radiating Waves in a THz Clinotron," 2020 IEEE 21st International Conference on Vacuum Electronics (IVEC), p. 155-156, 2020.

DOI: [10.1109/IVEC45766.2020.9520601](https://doi.org/10.1109/IVEC45766.2020.9520601)

39. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, A. Fedotov, S. Sabchevski, I. Bandurkin, V. Manuilov, I. Zotova, A. Fokin, S. Kishko, S. Ponomarenko, "Influence of the Aftercavity Interaction on the Output Power of a Gyrotron Operating at a High-Order Axial Mode," 2021 22nd International Vacuum Electronics Conference (IVEC), p. 1-2, 2021.
DOI: [10.1109/IVEC51707.2021.9722446](https://doi.org/10.1109/IVEC51707.2021.9722446)
40. S. Ponomarenko, A. Likhachev, V. Stoyanova, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, K. Lukin, "Simulation and Design of 300 GHz CW Clinotron Oscillator on Hybrid Surface-Volume Modes," 2021 22nd International Vacuum Electronics Conference (IVEC), p. 1-2, 2021.
DOI: [10.1109/IVEC51707.2021.9722445](https://doi.org/10.1109/IVEC51707.2021.9722445)
41. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani, "Hybrid Bulk-Surface Modes Excited in the THz Cherenkov Oscillator with the Double Grating," 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), p.238-241,2022.
DOI: [10.1109/UkrMW58013.2022.10037038](https://doi.org/10.1109/UkrMW58013.2022.10037038)
42. **E Khutoryan**, A Kuleshov, S Ponomarenko, K Lukin, Y Tatematsu, M Tani, "The 3D Study of the Hybrid Bulk-Surface Eigen Modes in the THz Cherenkov Oscillator," 2022 23 International Vacuum Electronics Conference (IVEC), pp. 502-503. [10.1109/IVEC53421.2022.10292384](https://doi.org/10.1109/IVEC53421.2022.10292384)
43. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, Y. Tatematsu and M. Tani, "THz Cherenkov Oscillator Efficiency Increase by Use of Long Structures," 2023 24th International Vacuum Electronics

Conference (IVEC), Chengdu, China, 2023, pp. 1-2.

DOI: [10.1109/IVEC56627.2023.10157891](https://doi.org/10.1109/IVEC56627.2023.10157891)

44. P. Siegel, "Terahertz technology," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 50, no. 3, pp. 910-928, 2002.
45. G. Gruner, Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids, vol. Topics in Applied Physics 74, G. G., Ed., Berlin: Springer-Verlag, 1998, p. 287.
46. Yun-ShikLee, Principles of Terahertz Science and Technology, Springer, 2009.
47. 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, "THz Backward-Wave Oscillators for Plasma Diagnostic in Nuclear Fusion," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 44, no. 4, pp. 369-376, 2016.
48. I. T., "Introduction to the Special Issue B High Power THz Technologies Opened by High Frequency Gyrotrons," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 33, no. 7, pp. 665-666, 2012.
49. K. Youngchan, Y. Dae-Su, Y. Minwoo, A. Jaewook, "High-speed high-resolution terahertz spectrometers," *J. Korean Phys. Soc*, vol. 56, no. 1, pp. 255-261, 2010.
50. S. Dhillon, M. Vitiello, E. Linfield, A G Davies, M. C. Hoffmann, J. Booske, C. Paoloni, M. Gensch, P. Weightman, G. Williams, "The

- 2017 terahertz science and technology roadmap," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 50, no. 4, p. 043001, 2017.
51. T. Idehara, S.P. Sabchevski, "Development and applications of high-frequency gyrotrons in FIR FU covering the sub-THz to THz range," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 33, pp. 667-694, 2012.
 52. K. Sakamoto, "Progress of High-Power-Gyrotron Development for Fusion Research," *Fusion Science and Technology*, vol. 52, no. 2, pp. 145-153, 2007.
 53. G. J. Wilmink, J. E. Grundt , "Terahertz Radiation: Sources, Applications, and Biological Effects," in *Electromagnetic Fields in Biological Systems*, J. C. Lin, Ed., CRC Press, 2012, p. 369–420.
 54. M. Havenith, U. Heugen, A. Bergner, S. Ebbinghaus, E. Brundermann, E. Larios, D.M. Leitner, M. Gruebele, "THz-biology: studying protein dynamics in solution," in *Proc. Joint 29th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 12th Int. Conf. on Terahertz Electronics*, Karlsruhe, 2004.
 55. H. Siegel, "Terahertz Technology in Biology and Medicine," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, p. 2438–2447, 2004.
 56. A.R. Orlando, G. P. Gallerano, "Terahertz Radiation Effects and Biological Applications," *Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 30, p. 1308–1318, 2009.

57. G.J. Wilmink, J. E. Grundt, "Invited Review Article:Current State of Research on Biological Effects of Terahertz Radiation," *Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 32, p. 1047–1122, 2011.
58. T.Tatsukawa, A. Doi, M. Teranaka, H. Takashima, F. Goda, S. Watanabe, S. Mitsudo, T. Idehara, T. Kanemaki, T. Namba, "Millimeter Wave Irradiation and Invasion into Living Bodies Using a Gyrotron as a Radiation Source," in *Proc. Int. Workshop on Strong Microwaves in Plasma*, 2006.
59. T. Idehara, Kanemaki, S. Nishizawa, «Submillimeter Wave Irradiation of Living Bodies using a Gyrotron and a Catheter,» *Japanese Journal of Applied Physics*, т. 41, p. 5486–5489, 2002.
60. . Teranaka, A. Doi, T. Tatsukawa, S. Mitsudo, T. Saito, T. Idehara, T. Kanemaki, T. Namba, "Millimeter wave irradiation and invasion into living bodies by the anti-reflecting effect," in *Proc. 32nd Int. Conference Infrared, Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz*, Cardiff, 2007.
61. N. Miyoshi, S. Ito, I. Ogawa, T. Idehara, "Combination treatment of hyperthermia and photodynamic for experimental tumor model using gyrotron (107, 203 GHz)," in *Proc. 35th Int. Conference Infrared, Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2010*, Rome, 2010.
62. V.S. Bajaj, C.T. Farrar, M.K. Hornstein, I. Mostovsky, J. Viereg, J. Bryant, B. Elena, K.E. Kreischer, R.J. Temkin, R.G. Griffin, "Dynamic nuclear polarization at 9 T using a novel 250 GHz gyrotron

- microwave source," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 160, no. 2, pp. 85-90, 2003.
63. S. Alberti, J. Ph. Ansermet, F. Braunmuller, P. Cuanillon, J. Dubray, D. Fasel, J. Ph. Hogge, A. Macor, E. de Rijk, M.Q. Tran, T.M. Tran, Q. Vuillemin, "Experimental results on a modular gyrotron operating at 0.26 THz for 400 MHz DNP/NMR spectroscopy application," in *38th Int. Conf. on Infrared. Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2012)*, Wollongong, Australia, 2012.
64. E.A. Nanni, A.B. Barnes, R.G. Griffin, R.J. Temkin, "THz dynamic nuclear polarization NMR," *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol*, vol. 1, no. 1, pp. 145-163, 2011.
65. T. Yamazaki, A. Miyazaki, T. Suehara, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, I. Ogawa, T. Idehara, S. Sabchevski., «Direct observation of the hyperfine transition of ground-state positronium,» *Phys. Rev. Letts.*, pp. 253401-5, 2012.
66. I. Ogawa, M. Iwata, T. Idehara, K. Kawahata, H. Iguchi, A. Ejiri, "Plasma Scattering Measurement using a submillimeter wave gyrotron (Gyrotron FU II) as a power source," *Fusion Engineering and Design*, Vols. 34-35, pp. 455-458, 1997.
67. T. Tatsukawa, T. Maeda, H. Sasai, T. Idehara, M. Mekata, T. Saito, T. Kanemaki, "ESR spectrometer with a wide frequency range using a gyrotron as a radiation power source," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 16, pp. 293-305, 1995.

68. A. Rogalev, J. Goulon, G. Goujon, F. Wilhelm, I. Ogawa, T. Idehara, "X-ray detected magnetic resonance at sub-THz frequencies using a high power gyrotron," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 33, pp. 777-793, 2012.
69. S. Ono, H. Murakami, A. Quema, G. Diwa, N. Sarukura, R. Nagasaka, Y. Ichikawa, H. Ogino, E. Ohshima, A. Yoshikawa, and T. Fukuda, "Generation of terahertz radiation using zinc oxide as photoconductive material excited by ultraviolet pulses," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 26, pp. 261112-261112-3, 2005.
70. A. Dobroiu, M. Yamashita, Y. N. Ohshima, Y. Morita, C. Otani, K. Kawase, "Terahertz imaging system based on a backward-wave oscillator," *Appl. Opt.*, vol. 43, no. 30, pp. 5637-5646, 2004.
71. J. Booske, R. Dobbs, C. Joye, C. Kory, G. Neil, G.-S. Park, J. Park, R. Temkin, "Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources," *IEEE Trans. Terahertz Science and Tech.*, vol. 1, no. 1, p. 54 – 75, 2011.
72. C. Sirtori, «Applied physics: Bridge to the terahertz gap,» *Nature*, т. 147, № 5, pp. 132-133, 2002.
73. H.-J. Song, T. Nagatsuma, *Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications*, Singapore: Pan Stanford Publishing, 2015.
74. J. Hesler, R. Prasankumar, J. Tignon, "Advances in terahertz solid-state physics and devices," *Journal of Applied Physics*, vol. 126, p. 110401, 2019.

75. E. Bryerton, S. Retzliff, J. Hesler, "High-Power Submillimeter Wave Solid-State Sources," in *12th Global Symposium on Millimeter Waves (GSMM)*, Sendai, Japan, 2019.
76. Y. Shan, Y. Liang, C. Li, W. Sun, Zh. Fang, "Review of recent progress on solid-state millimeter-wave and terahertz signal sources," *International Journal of Circuit Theory and Applications*, 2023.
77. Yi Huang, Y. Shen, J. Wang, "From Terahertz Imaging to Terahertz Wireless Communications," *Engineering*, vol. 22, pp. 106-124, 2023.
78. Y. Matsuki, K. Ueda, T. Idehara, R. Ikeda, I. Ogawa, S. Nakamura, M. Toda, T. Anai, T. Fujiwara, "Helium-cooling and -spinning dynamic nuclear polarization for sensitivity-enhanced solid-state NMR at 14 T and 30 K," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 225, pp. 1-9, 2012.
79. Matsuki Y., Fujiwara T., "Chapter 4, Experimental Approaches of NMR Spectroscopy: Methodology and Application to Life Science and Materials Science," in *Advances in High-Field DNP Methods*, T. N. M. R. S. o. Japan, Ed., Springer, 2017, pp. 91-134.
80. M. Blank, K. L. Felch, «Millimeter-wave Sources for DNP-NMR,» *eMagRes*, t. 7, pp. 155-166, 2018.
81. R. Ives, C. Kory, M. Read, J. Neilson, M. Caplan, N. Chubun, S. Schwartzkopf, R. Witherspoon, "Development of backward-wave oscillators for terahertz applications," *Proc. SPIE 5070, Terahertz for*

Military and Security Applications, July 2003.

82. M. Thumm, "State-of-the-Art of High-Power Gyro-Devices and Free Electron Masers," *J Infrared Milli Terahz Waves*, vol. 41, p. 1–140, 2020.
83. T. Idehara, T. Saito, I. Ogawa, S. Mitsudo, Y. Tatematsu, S. Sabchevski, "The potential of the gyrotrons for development of the sub-terahertz and the terahertz frequency range — A review of novel and prospective applications," *Thin Solid Films*, vol. 517, pp. 1503–1506, 2008.
84. T. Idehara, S. Sabchevski, M. Glyavin, S. Mitsudo, «The gyrotrons as promising radiation sources for THz sensing and imaging,» *Applied Sciences*, т. 10, № 3, p. 980, 2020.
85. A. Korolev, S. Zaitsev, I. Golenitskij, Y. Zhary, A. Zakurdayev, M. Lopin, P. Meleshkevich, E. Gelvich, A. Negirev, A. Pobedonostsev, V. Poognin, V. Homich, and A. Kargin, "Traditional and novel vacuum electron devices," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, no. 12, p. 2929–2937, December 2001.
86. M. Mineo, C. Paoloni, "Corrugated Rectangular Waveguide Tunable Backward Wave Oscillator for Terahertz Applications," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 57, no. 6, pp. 1481–1484, June 2010.
87. G. A. Komandin, S. Chuchupa, S. Lebedev, Y. Goncharov, A. Korolev, O. Porodinkov, I. Spektor, A. Volkov, "BWO generators for

- terahertz dielectric measurements," *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 3, no. 4, pp. 440-444, July 2013.
88. K. Lukin, A. Tsvyk, V. Eremka, B. Skrynnik, V. Korneenkov, V. Miroshnichenko, A. Tishenko, "State of the Art and Future Development of Vacuum Electronics in the IRE NAS of Ukraine," in *2006 IEEE International Vacuum Electronics Conference held Jointly with 2006 IEEE International Vacuum Electron Sources*, Monterey, CA, 2006.
89. R. Kompfner, N. T. Williams, "Backward-Wave Tubes," in *Proceedings of the IRE*, vol. 41, no. 11, pp. 1602-1611, 1953.
90. G. Gaertner, W. Knapp, and R. G. Forbes, "Modern Developments in Vacuum Electron Sources," in *Topics in Applied Physics*, Switzerland, Springer Nature, 2020.
91. B.Gompf, M. Gerull, T. Müller, M. Dressel, "THz-microspectroscopy with backward-wave oscillators," *Infrared Physics & Technology*, vol. 49, no. 1-2, pp. 128-132, 2006.
92. J. Feng, D. Ren, H. Li, Y. Tang, J. Xing, "Study of High Frequency Folded Waveguide BWO with MEMS Technology," *Terahertz Science and Tech.*, vol. 4, no. 4, pp. 164-180, 2011.
93. J.A. Dayton, C.L. Kory, G.T. Mearini, "Backward Wave Oscillator Development at 300 and 650 GHz," in *2006 IEEE International Vacuum Electronics Conference held Jointly with 2006 IEEE International Vacuum Electron Sources*, Monterey, 2006.

94. M. Mineo, C. Paoloni, «Corrugated Rectangular Waveguide Tunable Backward Wave Oscillator for Terahertz Applications,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, т. 57, № 6, pp. 1481-1484, 2010.
95. Q. Liu, Z. Wang, P. Liu, C. Du, H. Li, A. Xu, "A THz Backward-Wave Oscillator Based on a Double-Grating Rectangular Waveguide," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 60, no. 4, p. 1463 – 1468, 2013.
96. A. Ya. Usikov, The Clinotron, A. Y. Usikov, Ed., Kiev: Naukova Dumka, 1992.
97. K. Schunemann, D. M. Vavriv, "Theory of the clinotron: A grating backward-wave oscillator with inclined electron beam," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 46, no. 11, p. 2245–2252, 1999.
98. Лысенко Е. Е., Паньков С. В., Пишко О. Ф., Чумак В. Г., Чурилова С. А., «Разработка клинотронов непрерывного действия для диапазона 400...500 ГГц,» *Электромагнитные волны и электронные системы*, т. 15, № 11, pp. 63-71, 2010.
99. S. Ponomarenko, S Kishko, V. Zavertanniy, E. Khutoryan, I. Lopatin, B. Yefimov, A. Kuleshov, "400-GHz continuous-wave clinotron oscillator," *IEEE Trans. Plasma Science*, vol. 41, no. 1, pp. 82-86, January 2013.
100. M. V. Mil'cho, I. V. Lopatin, V. V. Zavertanny, A. S. Tishchenko, K. Ilyenko, "CW clinotrons for the short-wave part of the millimeter

- waveband," in *IEEE International Vacuum Electronics Conference, IVEC-2014*, Monterey, CA, USA, 2014.
101. Vavriv D. M., Volkov V. A., Chumak V. G., "Clinotron tubes: High-power THz sources," in *European Microwave Conference: Int. Conf.*, Munich, 2007.
 102. 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*, vol. 65, no. 6-10, pp. 719-730, 2006.
 103. 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, no. 6, p. 2177–2182, 2018.
 104. V. P. Shestopalov, A. A. Vertiy, G. P. Yermak, B. K. Skrynnik, G. I. Khlopov, A. I. Tsvyk, *Diffraction Radiation Oscillators*, V. P. Shestopalov, Ed., Kyiv: Naukova Dumka, 1991.
 105. V. Shestopalov, *Smith-Purcell Effect*, Nova Publishers, 1998.
 106. Корнеенков В.К., Петрушин А.А., Скрынник Б.К., Шестопалов В.П., «Генератор дифракционного излучения со сфероцилиндрическим открытым резонатором,» *Изв. вузов. Радиофизика*, т. 19, № 8, pp. 812-821, 1976.
 107. Г.С. Воробйов, І.М. Балаклицький, О.І. Цвик, В.П. Шестопалов, «Генератор дифракційного випромінювання міліметрового

- діапазону с відбивачем електронного потоку,» *Фізика*, № 9, pp. 822-825, 1976.
108. Yu.I. Evdokimenko, K.A. Lukin, I.D. Revin, B.K. Skrynnik, and V.P. Shestopalov, "A new mechanism of excitation of a diffraction-radiation generator (free-electron laser)," *Sov. Phys. Doklady*, vol. 27, p. 554, 1982.
109. A. A. Shmatko, O. A. Tretiakov, "Smith-Purcell Effect (Diffraction Radiation) and its Applications," in *8th European Microwave Conference*, Paris, France, 1978.
110. V.K. Korneenkov, V.S. Miroshnichenko, A. A. Shmat'ko, "Output characteristics of a diffraction radiation generator in the autonomous and nonautonomous modes," *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 34, p. 251–257, 1991.
111. F.S. Rusin, G.D. Bogomolov, "Orotron: an electronic oscillator with an open resonator and reflecting grating," *Proc. IEEE*, vol. 57, no. 4, pp. 720-722, 1969.
112. V. Bratman, B. Dumes, A. Fedotov, P. Makhalov, B. Movshevich, F. Rusin, «Terahertz orotrons and oromultipliers,» *IEEE Transactions on Plasma Science*, т. 38, № 6, p. 1466–1471, 2010.
113. A. Roitman, M. Hyttinen, P. Horoyski, E. Sokol, H. Deng, D. Yake, I. Rannachan, P.Mathieson, A. Kingsmill, I. Ifraimov, D. Berry, R. MacHattie, "Development of sub-millimeter high power compact EIKs for DNP and radar applications," in *2017 Eighteenth*

- International Vacuum Electronics Conference IVEC-2017*, London, UK, 2017.
114. R. Dobbsa, A. Roitman, P. Horoyski, M. Hyttinen, D. Sweeney, B. Steer, K. Nguyen, E. Wright, D. Chernin, A. Burke, J. Calame, B. Levush, N. Scott Barker, J. Booske, M. Blank, «Design and fabrication of terahertz Extended Interaction Klystrons,» в *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Rome, Italy, 2010.
 115. A. S. Gilmour, *Klystrons, Traveling Wave Tubes, Magnetrons, Crossed-Field Amplifiers, and Gyrotrons*, Boston: Artech House, 2011.
 116. S. Tsimring, *Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics*, New Jersey: John Wiley & Sons, Hoboken, 2007.
 117. G. S. Nusinovich, *Introduction to the Physics of Gyrotrons*, Baltimore, MD, USA: The Johns Hopkins Univ. Press, 2004.
 118. M. Thumm, "State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers. Update 2017," *KIT Scientific Reports*, vol. 7750, pp. 1-183, 2018.
 119. O. Watanabe, H. Tsuchiya, H. Mori, La Agusu, S. Mitsudo, I. Ogawa, T. Saito, T. Idehara, «Development of a Tera Hertz Gyrotron as a Radiation Source,» *Plasma and Fusion Research: Rapid Communications*, № 2, p. 024, 2007.
 120. T. Saito, N. Yamada, S. Ikeuti, S. Ogasawara, Y. Tatematsu, R. Ikeda,

- I. Ogawa, T. Idehara, V. Manuilov, T. Shimosuma, S. Kubo, M. Nishiura, K. Tanaka, K. Kawahata, "Generation of high power sub-terahertz radiation from a gyrotron with second harmonic oscillation," *Physics of Plasmas*, vol. 6, no. 19, p. 063106, 2012.
121. S. Sabchevski, M. Glyavin, S. Mitsudo, Y. tatematsu, T. Idehara, "Novel and Emerging Applications of the Gyrotrons Worldwide: Current Status and Prospects," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves volume*, no. 42, p. 715–741, 2021.
122. C. Paoloni, J. Socuellamos, R. Basu, P. Narasimhan and R. Letizia, "Fabrication of G-band Double Corrugated Waveguide by Precision Cutting," in *24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2023)*, Chengdu, China, 2023.
123. J. M. Rao, R. Basu, R. Letizia and C. Paoloni, "Tolerance Analysis of Double Corrugated Waveguide for D-band TWT," in *14th UK-Europe-China Workshop on Millimetre-Waves and Terahertz Technologies (UCMMT)*, Lancaster, United Kingdom, 2021.
124. F. André, J. Racamier, R. Zimmermann, Q. Trung Le, V. Krozer, G. Ulisse, D. Minenna, R. Letizia, C. Paoloni, "Technology, Assembly, and Test of a W-Band Traveling Wave Tube for New 5G High-Capacity Networks," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 67, no. 7, pp. 2919-2924, July 2020.
125. Y. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, S. Vlasenko, A. Lihachev, V. Zavertanniy, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "High frequency ohmic

- losses in terahertz frequency range CW clinotrons," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 76, no. 10, pp. 929-940, 2017.
126. C. Paoloni, "Vacuum Electronic Devices," in *THz Communications. Springer Series in Optical Sciences*, vol. 234, T. M. D. N. T. Kürner, Ed., Springer, Cham., 2022.
127. H. Tian, N. Shi, Z. Wang, S. Wang, Z. Duan, H. Gong, Z. Lu, C. Paoloni, J. Feng, Y. Gong, "Improved Model for Beam–Wave Interaction With Ohmic Losses and Reflections of Sheet Beam Traveling Wave Tubes," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 68, no. 6, pp. 2977-2983, June 2021.
128. S.P. Sabchevski, M.Y. Glyavin, G.S. Nusinovich, "The Progress in the Studies of Mode Interaction in Gyrotrons," *J Infrared Milli Terahz Waves*, vol. 43, pp. 1-47, 2022.
129. N. Sato, H. Shimawaki, K. Yokoo, J. Sakuraba, Y. Yamada, K. Watanabe , "Fabrication of Liquid Helium-Free Superconducting Magnet for Millimeter Wave Gyrotron," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 20, no. 6, pp. 979-989, 1999.
130. R. Hirose, T. Kamikado, Y. Okui, H. Miyata, K. Shibutani, O. Ozaki, K. Sakamoto, "Development of 7 T Cryogen-free Superconducting Magnet for Gyrotron," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 18, no. 2, pp. 920-923, 2008.
131. T. Kursu, M. Ono, S. Hanai, M. Kyoto, H. Takigami, H. Takano, K.

- Watanabe, S. Awaji, K. Koyama, G. Nishijima, K. Togano, "A Cryocooler-Cooled 19T superconducting magnet with 52 mm room temperature bore," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 14, no. 2, pp. 393-396, 2004.
132. T. Idehara, O. Watanabe, L. Agusu, A. Kimura, I. Ogawa, S. Mitsudo, "Development of a THz gyrotron using a pulse magnet system," in *Infrared and Millim. Waves, 2004 and 12th Int. Conf. on Terahertz Electronics, 2004. Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conf.*, Karlsruhe, Germany, 2004.
133. H. Xiao, Y. Huang, X. Han, X. Chen, P. Wang, X. Qi, Z. Wang, Z. Deng, H. Zhou, Zhiyu Qiu, Z. He, G. Zhu, A. Kuleshov, E. Khutoryan, S. Ponomarenko, "Development and Initial Experimental Results of a Terahertz Pulsed Field Gyrotron in the WHMFC," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 69, no. 9, pp. 5242-5247, 2022.
134. V. P. Shestopalov, L. N. Litvinenko, S. A. Masalov, and V. G. Sologub, *Diffraction of Waves by Arrays*, Kharkiv: Kharkiv State University press, 1973.
135. V.P. Shestopalov, Yu.K. Sirenko, *Dynamic theory of gratings*, Kyiv: Naukova Dumka, 1989.
136. S. Vlasenko, A. Likhachev, Y. Kovshov, S. Kishko, V Stoyanova, et al., "High Performance Dispenser Cathode for the THz Clinotron Tubes," in *2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW)*,

Ukraine, 2022.

137. K. L. Jensen, *Introduction to the Physics of Electron Emission*, 1st ed. ed., John Wiley & Sons., 2018.
138. О. М. Кулешов, «дисертація доктор фіз-мат. -наук,» Харків, 2021.
139. M. C. Green, "Dispenser Cathode Physics," Final Technical Report RADC-TR-81-211,, 1981.
140. I. V. Lopatin, A. S. Tishchenko, "Electron-optical systems for Otype devices of millimeter wavelength range," in *Digest 3rd IEEE International Vacuum Electronics Conf.*, 2002.
141. V.A. Antonov, I. A. Viazmitionov, I. V. Lopatin, A. S. Tishchenko, "Current-density analyzer for thin ribbon electron beams with high specific power," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 57, no. 2-3, pp. 131-140, 2002.
142. J. Gao, Y. Yang, X. Zhang, S. Li, P. Hu, J. Wang , "A review on recent progress of thermionic cathode," *Tungsten*, no. 2, p. 289–300, 2020.
143. B G. Danly, J. J. Petillo, J. X. Qiu and B. Levush, "Sheet-beam Electron Gun Design for Millimeter and Sub-millimeter Wave Vacuum Electronic Sources," in *2006 IEEE International Vacuum Electronics Conference held Jointly with 2006 IEEE International Vacuum Electronics Conference held Jointly with 2006 IEEE International Vacuum Electron Sources*, Monterey, CA, USA, 2006.
144. D. Vavriv, "Potential of the Clinotron for THz-Generation," in *AIP Conference Proceedings*, 2006.

145. G. S. Vorobyov, V. Barsuk, A. A. Drozdenko, A. A. Ponomaryova, "Formation and analysis of extended electron beams in vacuum microwave devices," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 71, no. 8, pp. 705-716, 2012.
146. 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*, т. 7, № 3, pp. 1-7, 2015.
147. Molokovsky S. I., Sushkov A. D., "Methods of fields calculations," in *Intense Electron and Ion Beams*, Berlin, Germany, Springer, 2005, pp. 27-45.
148. 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, pp. 77-82, 2012.
149. P. Yin, J. Cai, et al., "The New Approach to Focus High-Current-Density Sheet Electron Beam by Rotated Reversed Magnetic Field," *IEEE Transactions on Electron Devices*, pp. 1-8, 2023.
150. Y. Zheng, D. Gamzina, B. Popovic and N. C. Luhmann, "Electron

- Beam Transport System for 263-GHz Sheet Beam TWT," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 63, no. 11, pp. 4466-4472, 2016.
151. P. C. Panda, V. Srivastava, A. Vohra, "Analysis of Sheet Electron Beam Transport Under Uniform Magnetic Field," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 41, no. 3, pp. 461-469, 2013.
152. 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, pp. 112-120, 2012.
153. T. A. Karetnikova, A. G. Rozhnev, N. M. Ryskin, A. E. Fedotov, S. V. Mishakin, N. S. Ginzburg, "Gain Analysis of a 0.2-THz Traveling-Wave Tube With Sheet Electron Beam and Staggered Grating Slow Wave Structure," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 65, no. 6, pp. 2129-2134, June 2018.
154. J. Zhang, Y. Alfadhl, X. Chen, L. Zhang, A. W. Cross, "Design of Dual-Band High-Power Backward Wave Oscillator using Double Staggered Grating and Pseudospark-Sourced Sheet Beam," in *14th UK-Europe-China Workshop on Millimetre-Waves and Terahertz Technologies (UCMMT)*, 2021.
155. E. M. Marshall, P. M. Philips, J. E. Walsh, "Planar orotron

- experiments in millimeter wavelength band," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 16, no. 2, pp. 199-206, 1998.
156. C. Xu, L. Meng, C. Paoloni, Y. Qin, L. Bi, B. Wang, H. Li, Y. Yin, "A 0.35-THz Extended Interaction Oscillator Based on Overmoded and Bi-Periodic Structure," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 68, no. 11, pp. 5814-5819, November 2021.
157. V.G. Kurin, B.K. Skrynnik, V.P. Shestopalov, «Experimental Studies of Generators of Diffraction Radiation,» *Journal of Communications Technology and Electronics*, т. 42, № 11, pp. 1309-1314, 1997.
158. K. Korneenkov, A. I. Tsvyk, "The DRO with a Diffraction Grating Like a Chain of Coupled Resonators," in *2007 International Kharkov Symposium Physics and Engrg. of Millimeter and Sub-Millimeter Waves (MSMW)*, Kharkiv, Ukraine, 2007.
159. Myasin, E. A., Evdokimov, V. V., Il'in, A. Y., "A terahertz orotron with double-row periodic structure and broad electron beam," *Technical Physics Letters*, vol. 38, no. 6, p. 497–498, 2012.
160. A. I. Tsvyk, A. V. Nesterenko, V. N. Zheltov and E. M. Khutorayn, "DRO with incline of focusing magnetostatic field diffraction radiation oscillator," in *11th International Conference 'Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings, Sevastopil'*, Ukraine, 2001.
161. A.E. Fedotov, P.B. Makhlov, "A Theory of the Orottron with an Inclined Electron Beam," *Int J Infrared Milli Waves*, vol. 29, p. 997–

- 1003, 2008.
162. Odarenko E. N., Shmat'ko, A. A., "Nonlinear theory of resonant oscillators with an oblique magnetostatic field," *Journal of communications technology & electronics*, vol. 39, no. 2, pp. 61-66, 1994.
163. Odarenko E. N., N. G. Shevchenko, "Effect of Electron Beam Thickness Upon the Performance of a Resonant Type-O Carcinotron with a Tapered Magnetostatic Field," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 53, no. 11, pp. 67-72, 1999.
164. A. I. Tsvyk, Y. V. Belousov, A. V. Nesterenko and V. N. Zheltov, "The DRO with a Local Magnetostatic Inhomogeneity," in *2007 International Kharkov Symposium Physics and Engrg. of Millimeter and Sub-Millimeter Waves (MSMW)*, Kharkov, Ukraine, 2007.
165. E. Odarenko, A. Shmat'ko, A. Tsvyk, "Orotron with magnetic nonuniformity - advanced millimeter waves source," in *Third IEEE International Vacuum Electronics Conference*, Monterey, CA, USA, 2002.
166. Г.С. Воробьев, А.И. Цвык, А.В. Нестеренко, В.Н. Желтов, «Влияние локальной неоднородности магнитостатического поля на стартовые и выходные характеристики генератора дифракционного излучения,» *Радиофизика*, т. XLIII, 2000.
167. V.S. Chursin, E.N. Odarenko, A.A. Shmat'ko, "Theory of resonant relativistic oscillator with nonuniform focusing field.," *Int J Infrared*

- Milli Waves*, vol. 17, p. 1165–1180, 1996.
168. G. S. Vorob'ev, A. I. Tsvyk, "Devices of diffraction electronics with space-developed structures (Overview)," *Visnyk Sums'kogo derzhavnogo universytetu (SDU, Sumi)*, Vols. 38-39, no. 5-6, pp. 158-171, 2002.
169. A.I. Tsvyk, E.V. Belousov, V.N. Zheltov, A.V. Nesterenko, E.M. Khutoryan, «Effect of the focusing magnetostatic field profile on the diffraction radiation oscillator excitation,» *J. Nano- Electron. Phys.*, т. 65, № 4, 2009.
170. A. Likhachev, Y. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, V. Stoyanova, E Khutoryan, A Kuleshov, "Effect of Grating Thermal Expansion on the THz Clinotron Operation," in *2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Chengdu, China, 2021 .
171. Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. M. Khutoryan and A. N. Kuleshov, "Effect of mode transformation in THz clinotron," *ournal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 39, no. 11, p. 1055–1064, 2018.
172. Е. Е. Лысенко, О. Ф. Пишко, С. А. Чурилова , «Коррекция диаграммы направленности излучения клинотрона с распределенным квазиоптическим выводом энергии,» *Радиофизика и радиоастрономия*, т. 4, № 1, pp. 20-23, 1999.

173. L. M. Buzik, O. F. Pishko, S.A. Churilova, O. I. Sheremet, "Dispersion Characteristics of Multi-Step Open Slow-Wave Systems of Finite Width: Analysis," *Telecommunication and RadioEngineering*, vol. 51, no. 8, pp. 77-84, 1997.
174. E.A. Myasin, A.N. Solov'ev, "Specific Features of an Open Resonator of Orotron with a Two-Row Periodic Structure.," *J. Commun. Technol. Electron.*, vol. 66, p. 844–852, 2021.
175. V. Korneenkov, B. Skrynnik, "Advances in Diffraction Electronics," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 56, no. 8-9, pp. 1-15, 2001.
176. Korneenkov V. K., Petrushin A. A., Skrynnik B. K., Shestopalov V. P. , "Diffractive-radiation generator with a spherocylindrical open resonator.," *Radiophys Quantum Electron*, no. 20, p. 197–204, 1977.
177. И.К. Кузьмичев, В.Д. Еремка, А.В. Май, А.С. Троцило, «Открытый резонатор для сложения мощностей в субтерагерцевом и терагерцевом диапазонах,» *Радиофизика и радиоастрономия*, т. 22, № 1, pp. 67-77, 2017.
178. Kuz'michev, I. K., Skrynnik, B. K., "'Bush" oscillations in a diffraction radiation oscillator," in *Third International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves". MSMW'98. Symposium Proceedings*, Kharkiv, 1998.
179. K. I. K., "Matching of quasioptical open resonators with waveguide

- feeders," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 43, no. 4, pp. 294-302, 2000.
180. N. S. Ginzburg, N. A. Zavol'skii, V. E. Zapevalov, et al., «Nonstationary processes in orotron with diffraction radiation output,» *Tech. Phys.*, т. 45, № 4, pp. 480-485, 2000.
181. К.А. Лукин, Э.М. Хуторян, А.И. Цвык, «Многомодовые колебания в ГДИ,» *Радиофізика та електроніка*, т. 13, № 3, pp. 535-545, 2008.
182. В. Мирошниченко, «Конкуренция и кооперация мод в малообъемном ГДИ с периодической структурой из связанных желобковых волноводов,» *Радиофізика и електроника*, т. 13, № 1, pp. 71-78, 2008.
183. Ермак Г. П., Лукин К. А., Шестопапов В. П., «Взаимодействие мод в генераторе дифракционного излучения,» *Изв.вузов. Радиофізика*, т. 289, № 5, pp. 610-617, 1986.
184. S. Lutgert, «Mode competition in orotron,» *Int. Journal of Infrared and Millimeter waves*, т. 13, № 1, pp. 71-90, 1992.
185. В. Курин, «Получение многочастотных сигналов в генераторах дифракционного излучения,» *Радиофізика и електроника*, т. 13, № 1, pp. 110-113, 2008.
186. В. С. Мирошниченко, М. Ю. Демченко, Е. Б. Сенкевич, «Резонансный способ согласования двойной периодической структуры в генераторе дифракционного излучения,»

Радиофизика и электроника, т. 4, № 18, pp. 26-31, 2013.

187. I. K. Kuzmichev, B. I. Muzychishin, A. Yu. Popkov, Alexander V. May, Alexey V. May, "THE RESONANT SYSTEM OF A SUB-TERAHERTZ LOCAL OSCILLATOR," *RADIO PHYSICS AND RADIO ASTRONOMY*, vol. 27, no. 1, 2022.
188. П. Н. Мележик, В. С. Мирошниченко, Е. Б. Сенкевич, «Открытые резонаторы с проводящими цилиндрическими вставками. Ч. 2. Резонаторы с зеркалами конечной длины,» *Изв. вузов. Радиофизика*, т. 48, № 8, pp. 684-691, 2005.
189. Kuzmichev I.K., Melezhik P.N., Poyedinchuk A.Y., "AN OPEN RESONATOR FOR PHYSICAL STUDIES," *Int J Infrared Milli Waves*, vol. 27, pp. 857-869, 2006.
190. Ваврив Д. М., Третьяков О. А., Теория резонансных усилителей О-типа, Київ: Наук. думка, 1989, p. 152.
191. H. L. Andrews, C. A. Brau, "Gain in the Smith–Purcell free-electron laser," *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, vol. 7, no. 7, p. 070701, July 2004.
192. J. T. Donahue, J. T. Gardelle, "Simulation of Smith–Purcell radiation using a particle-in-cell code," *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, vol. 8, no. 6, p. 060702, June 2005.
193. V. Kumar, K.-J. Kim, "Analysis of Smith–Purcell free-electron lasers," *Phys. Rev. E, Stat. Phys. Plasmas Fluids Relat. Interdiscip. Top.*, vol. 73, no. 2, p. 026501, 2006.

194. J. Gardelle, P. Modin, H. Bluem, R. Jackson, J. Jarvis, A. Todd, J. Donohue, "A Compact THz Source: 100/200 GHz Operation of a Cylindrical Smith–Purcell Free-Electron Laser," *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 6, no. 3, pp. 497-502, May 2016.
195. B. K. Skrynnik, V. K. Korneenkov, M. Y. Demchenko, "On the feedback in the Smith–Purcell experiments," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 55, no. 10-11, pp. 55-61, 2001.
196. K. Lukin, E. Khutoryan, G.-S. Park, "Interaction of evanescent wave and Smith-Purcell radiation modes in resonant BWO-DRO device," in *2009 IEEE International Vacuum Electronics Conference*, 2009.
197. V. L. Bratman, A. E. Fedotov, I. M. Khaimovich, P. B. Makhlov, "Excitation of orotron oscillations at the double frequency of the surface wave," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 50, no. 10-11, p. 780–785, October 2007.
198. E. N. Odarenko, A. A. Shmat'ko, P. V. Yudintsev, "Self-consistent theory of Smith-Purcell effect at harmonics of bwo frequency in the double-mode parametric oscillator," in *2010 20th International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology"*, Sevastopil', 2010.
199. S. J. Smith, E. M. Purcell, "Visible Light from Localized Surface Charges Moving across a Grating," *Phys. Rev.*, vol. 92, p. 1069–1069, November 1953.

200. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A.N. Kuleshov, B. P. Yefimov, "Development of 94 GHz BWO – klynotron with 3-stage grating," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 73, no. 3, p. 271–281, 2014.
201. E. M. Khutoryan, Yu. S. Kovshov, A. S. 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,» *J Infrared, Millimeter, and THz Waves*, т. 39, № 3, pp. 236-249, 2018.
202. Yu. Averkov, Yu. Prokopenko, V. Yakovenko, "Interaction of a tubular charged-particle beam with eigenwaves of a plasma solid-state cylinder located in strong longitudinal magnetic field," *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, vol. 56, no. 1.
203. Ю.О. Аверков, Ю.В. Прокопенко, В.М. Яковенко, «Потери энергии заряженной частицы при взаимодействии с диэлектрическим цилиндром,» *Радіофізика та електроніка*, т. 25, № 1, pp. 60-69, 2020.
204. J. -F. Zhu, C. -H. Du, F. -H. Li, L. -Y. Bao, P. -K. Liu, "Free-Electron-Driven Multi-Frequency Terahertz Radiation on a Super-Grating Structure," *IEEE Access*, vol. 7, pp. 181184-181190, 2019.
205. F. Zhang, Z. Zhang, D. Gao, X. Wang, "The Hot Dispersion Equation of the Backward Wave Oscillator with the Nonuniform Grating," in

IEEE 21st International Conference on Vacuum Electronics (IVEC),
Monterey, CA, USA, 2020.

206. В. Штейншлейгер, Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах, М.: Гос. Изд-во оборонной промышленности, 1955, р. 114.
207. В. Шестопапов, Спектральная теория и возбуждение открытых структур, Київ: Наук. думка, 1987, р. 288.
208. V.P.Shestopalov, Yu.K. Sirenko, Dynamic theory of gratings, Kyiv: Naukova Dumka, 1989.
209. V.G. Kurin, B.K. Skrynnik, V.P. Shestopalov, «Experimental Studies of Generators of Diffractive Radiation,» *Journal of Communications Technology and Electronics*, т. 42, № 11, pp. 1309-1314, November 1997.
210. V.G. Kurin, B. K. Skrynnik, V.P. Shestopalov , "Realization of intermode oscillations in open resonator of diffraction radiation generator," *Radiophys Quantum Electron*, vol. 36, p. 779–784, 1993.
211. I. Kuz'michev, "Experimental detection and analysis of the Morse critical point of open electrodynamic structure involved in diffraction radiation oscillator," in *Third International Kharkov Symposium 'Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves'. MSMW'98. Symposium Proceedings*, Kharkov, Ukraine, 1998.
212. VN Koshparenok, PN Melezhik, AE Poedinchuk, VP Shestopalov,

- «Wave interaction in open resonators,» *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, т. 279, № 5, pp. 1114-1117, 1984.
213. G.F. Brand, T. Idehara, T. Tasukawa, I. OGAWA, "Mode competition in High Harmonic Gyrotron," *International Journal of Electronics*, vol. 72, pp. 745-748, 1992.
214. 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*, vol. 88, no. 9, p. 094708, 2017.
215. V. I. Shcherbinin, Y. K. Moskvitina, K. A. Avramidis, J. Jelonnek, "Improved Mode Selection in Coaxial Cavities for Subterahertz Second-Harmonic Gyrotrons," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 67, no. 7, pp. 2933-2939, July 2020.
216. V. I. Shcherbinin, M. Thumm, J. Jelonnek, "Low Ohmic Losses and Mode Selectivity Provided by a Distributed Bragg Reflector for Cavities of Terahertz Gyrotrons," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 70, no. 7, pp. 3848-3854, July 2023.
217. M. M. Melnikova, A. Rozhnev, N. Ryskin, Y. Tatematsu, M. Fukunari, Y. Yamaguchi, T. Saito, "Electromagnetic Modeling of a Complex-Cavity Resonator for the 0.4-THz Second-Harmonic Frequency-Tunable Gyrotron," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 64, no. 12, pp. 5141-5146, December 2017.
218. Q. Zhao, S. Yu, X. Li, T. Zhang, "Theoretical study on mode

- competition between fundamental and second harmonic modes in a 0.42 THz gyrotron with gradually tapered complex cavity," *Phys. Plasmas*, vol. 22, no. 10, p. 103114, 2015.
219. M. M. Melnikova, N. Ryskin, M. Fukunari, S. Saito, et. al., «Electromagnetic Modeling of a Complex-Cavity Resonator for the 0.4-THz Second-Harmonic Frequency-Tunable Gyrotron,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, т. 64, № 12, pp. 5141-5146, December 2017.
220. I. V. Bandurkin, Yu. K. Kalynov, A. V. Savirov, "High-harmonic gyrotron with sectioned cavity," *Phys. Plasmas*, vol. 17, p. 073101, 2010.
221. A.V. Savirov, I.V. Bandurkin, M.Yu. Glyavin, Yu.K. Kalynov, Yu.S. Oparina, I.V. Osharin, "High-harmonic gyrotrons with irregular microwave systems," *EPJ Web of Conferences*, vol. 195, p. 01015, 2018.
222. V.E. Zapevalov, V.N. Manuilov, O.V. Malygin, S.E. Tsimring, «High-power twin-beam gyrotrons operating at the second gyrofrequency harmonic,» *Radiophysics and Quantum Electronics*, т. 37, № 3, pp. 237-240, 1994.
223. I. Bandurkin, A. Fedotov, M. Glyavin, T. Idehara, A. Malkin, V. Manuilov, A. Sergeev, A. Tsvetkov, V. Zaslavsky, I. Zotova, "Development of Third-Harmonic 1.2-THz Gyrotron With Intentionally Increased Velocity Spread of Electrons," *IEEE*

- Transactions on Electron Devices*, vol. 67, no. 10, pp. 4432-4436, October 2020.
224. Bratman V. L., Yu. K. Kalynov, V. N. Manuilov, "Large-Orbit Gyrotron Operation in the Terahertz Frequency Range," *Phys. Rev. Lett.*, no. 102, p. 245101, 2009.
225. V. L. Bratman, A. V. Savilov, T. H. Chang, "Possibilities for continuous frequency tuning in terahertz gyrotrons with nontunable electrodynamic systems," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 58, no. 9, pp. 660-672, 2016.
226. Idehara T., Hong K. D., Brand G. F., "A 150-600 GHz Step-tunable Gyrotron," *Journal of Applied Physics*, vol. 74, pp. 5250-5258, 1993.
227. Hu Wen, M. A. Shapiro, K. E. Kreischer, R.J. Temkin, "140-GHz gyrotron experiment based on a confocal cavity," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 26, no. 3, p. 366 – 374, 1998.
228. 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, no. 7, pp. 777-781, 2014.
229. Maksimenko, A.V., Zaginaylov, G.I., Shcherbinin, V.I., "On the theory of longitudinally inhomogeneous waveguides with impedance walls," *Phys. Part. Nuclei Lett*, vol. 12, pp. 362-370, 2015.
230. O. Dumbrajs, T. Idehara, S. Watanabe, A. Kimura, H. Sasagawa, L.

- Agusu, S. Mitsudo, B. Piosczyk, «Reflections in gyrotrons with axial output,» *IEEE Trans. Plasma Sci.*, т. 32, № 3, pp. 899-902, 2004.
231. Glyavin M. Y., Zapevalov V. E., "Reflections influence on the gyrotron oscillation regimes," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 19, no. 11, pp. 1499-1511, 1998.
232. N. S. Ginzburg, M. Yu. Glyavin, N. A. Zavol'skii, V. E. Zapevalov, M. A. Moiseev, Yu. V. Novozhilova , "A proposal to use reflection with delay for achieving the self-modulation and stochastic regimes in millimeter-wave gyrotrons," *Technical Physics Letters*, vol. 24, no. 6, p. 436–438, 1998.
233. S. N. Vlasov, L. I. Zagryadskaya, M. I. Petelin, «Transformation of a whispering gallery mode propagating in a circular waveguide into a beam of waves,» *Radio Eng. Electron. Phys.*, т. 12, № 10, pp. 14-17, 1975.
234. M. Blank, K. Kreischer, R. J. Temkin, "Theoretical and experimental investigation of a quasioptical mode converter for a 110-GHz gyrotron," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 24, pp. 1058-1066, 1996.
235. J. A. Lorbeck, R. J. Vernon, "A shaped-reflector high-power converter for a whispering-gallery mode gyrotron output," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 1383-1388, 1995.
236. A.V. Chirkov, G.G. Denisov, A.N. Kuftin, "Perspective gyrotron with mode converter for co- and counter-rotation operating modes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, p. 263501, 2015.

237. 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.*, vol. 56, no. 8–9, p. 532–541, 2014.
238. M. T. Sirigiri J. R., "Integrated high-frequency generator system utilizing the magnetic field of the target application". U.S. Patent Patent 8 786 284, 22 Jul 2014.
239. T. Idehara, J. Mudiganti, La Agus, T. Kanemaki, I. Ogawa, T. Fujiwara, Y. Matsuki, K. Ueda, "Development of a compact sub-THz gyrotron FU CW CI for application to high power THz technologies," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 33, pp. 724-744, 2012.
240. Bratman V., Fedotov A., Kalynov Y., "Numerical study of a low-voltage gyrotron ('Gyrotrino') for DNP/NMR spectroscopy," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 45, no. 4, p. 644–648., 2017.
241. 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, no. 9, pp. 2475-2479, 2013.
242. 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, no. 2, p. 673–676, 2020.
243. M. Hornstein, V. Bajaj, R. Griffin, R. Temkin, "Efficient low-voltage operation of a CW gyrotron oscillator at 233 GHz," *IEEE Trans. on Plasma science*, vol. 35, no. 1, pp. 27-30, 2007.
244. M. Yu. Glyavin, N. A. Zavolskiy, A. S. Sedov, G. S. Nusinovich, "Low-voltage gyrotrons," *Physics of plasmas*, vol. 20, p. 033103, 2013.
245. V. L. Bratman, A. E. Fedotov, A. P. Fokin, M. Yu. Glyavin, V. N. Manuilov, I. V. Osharin, "Operation of a sub-terahertz CW gyrotron with an extremely low voltage," *Phys. Plasmas*, vol. 24, p. 113105, 2017.
246. K. A. Avramidis et al., "Numerical Studies on the Influence of Cavity Thermal Expansion on the Performance of a High-Power Gyrotron," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 65, no. 6, pp. 2308-2315, June 2018.
247. Sabchevski S., Idehara T., "Resonant Cavities for Frequency Tunable Gyrotrons," *Int J Infrared Milli Waves*, vol. 29, pp. 1-22, 2008.
248. T. Saito, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, S. Ikeuchi, S. Ogasawara, N. Yamada, R. Ikeda, I. Ogawa, T. Idehara, "Observation of dynamic interaction between fundamental and second-harmonic modes in a high-power sub-terahertz gyrotron operating in regimes of soft and hard self-excitation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, p. 155007, 2012.
249. Ермак Г.П., Лебедев А.Б., Лукин К.А., Скрынник Б.К.,

- Шестопапов В.П., «Автодинный эффект в генераторе дифракционного излучения,» *Радиофизика, изв. вузов*, т. 29, № 8, pp. 25-30, 1986.
250. Kharchev, N., Capra, Á., Malakhov, D. et al., "Influence of Controlled Reflected Power on Gyrotron Performance," *J Infrared Milli Terahz Waves*, vol. 36, p. 1145–1156 (2015), 2015.
251. M.Y. Glyavin, G.G. Denisov, M.L. Kulygin, M.M. Melnikova, Y.V. Novozhilova, N.M. Ryskin, "Gyrotron frequency stabilization by a weak reflected wave," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 58, no. 9, pp. 673-683, 2016.
252. I.V. Zotova, N.S. Ginzburg, G.G. Denisov, R.M. Rozental', A. S. Sergeev, "Frequency locking and stabilization regimes in high-power gyrotrons with low-Q resonators," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 58, no. 9, pp. 684-693, 2016.
253. M.M. Melnikova, A.G. Rozhnev, N.M. Ryskin, A.V. Tyshkun, M.Y. Glyavin, Y.V. Novozhilova, "Frequency stabilization of a 0.67-THz gyrotron by self-injection locking," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 63, pp. 1288-1293, 2016.
254. M.M. Chumakova, S.A. Usacheva, M.Y. Glyavin, Y.V. Novozhilova, N.M. Ryskin, "Mode competition in a two-mode gyrotron with delayed reflections," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 42, no. 8, pp. 2030-2036, 2014.
255. R. Lang, K. Kobayashi, "External optical feedback effects on

- semiconductor injection laser properties," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, no. 3, pp. 347-355, 1980.
256. M.I. Airila, O. Dumbrajs, "Generalized gyrotron theory with inclusion of adiabatic electron trapping in the presence of a depressed collector," *Phys. Plasmas*, vol. 8, no. 4, pp. 1358-1362, 2001.
257. O. Dumbrajs, M.Y. Glyavin, V.E. Zapevalov, N. A. Zavolsky, "Influence of reflections on mode competition in gyrotrons," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 28, no. 3, pp. 588-596, 2000.
258. T. Idehara, I. Ogawa, La Agusu, T. Kanemaki, S. Mitsudo, T. Saito, T. Fujiwara, H. Takahashi, "Development of 394.6 GHz CW Gyrotron (Gyrotron FU CW II) for DNP/Proton-NMR at 600 MHz," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 28, no. 6, p. 433–442, 2007.
259. Bakai A. S., Lukin K. A., Shestopalov V. P., "Hysteresis in an oscillator with an extended interaction region," *Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, vol. vol. 4, pp. 789-792, 1978.
260. B. E., "Effect of reflection on gyrotron operation," *IEEE Trans., Microwave Theory Tech.*, vol. 49, no. 7, pp. 1342-1345, 2001.
261. J. Genoud, J. Picard, S. Schaub, S. Jawla, M. Shapiro, R. Temkin, «Study of the Effect of Reflections on High-Power, 110-GHz Pulsed Gyrotron Operation,» *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, т. 42, pp. 547-556, 2021.
262. T. Antonsen, S. Cai, G. Nusinovich, "Effect of window reflection on

- gyrotron operation," *Physics of Fluids B Plasma Physics*, vol. 4, no. 412, 1992.
263. Yu.V. Novozhilova, N.M. Ryskin, S.A. Usacheva, "Nonstationary processes in an oscillator with delayed reflection from the load," *Tech. Phys.*, vol. 56, no. 9, p. pp. 1235–1242, 2011.
264. Yu. Evdokimenko, K. Lukin, I. Revin, B. Skrynnik, V. Shestopalov, «A new mechanism of excitation of a diffraction-radiation generator (free-electron laser),» *Sov. Phys. Doklady*, т. 27, pp. 554-558, 1982.
265. T. Idehara, S. Mitsudo, M. Pereyaslavets, Y. Shimizu, and I. Ogawa, «Mode cooperation in a submillimeter wave FU series gyrotron,» *Int. J. Infrared Millim. Waves*, т. 20, № 7, pp. 1249-1270, 1999.
266. G.F. Brand, T. Idehara, T. Tatsukawa and I. Ogawa, «Mode competition in a high harmonic gyrotron,» *Int. J. Electron.*, vol., т. 72, pp. 745-758, 1992.
267. N.S. Ginzburg, M.Yu. Glyavin, A.M. Malkin, V. Manuilov, R. Rozental, A. Sedov, A. Sergeev, V. Zaslavsky, I. Zotova, T. Idehara, "Improvement of Stability of High Cyclotron Harmonic Operation in the Double-Beam THz Gyrotrons," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 44, no. 8, pp. 1303-1309, 2016.
268. 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*, vol. 88, no. 9, p. 094708, 2017.

269. V.N. Manuilov, M.Yu. Glyavin, A.S. Sedov, V.Yu Zaslavsky, T. Idehara, "Design of a Second Harmonic Double-Beam Continuous Wave Gyrotron with Operating Frequency of 0.79 THz," *J Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 36, no. 112, pp. 1164-1175, 2015.
270. K. A. Avramidis, Z. C. Ioannidis, S. Kern, A. Samartsev, I. Gr. Pagonakis, I. G. Tigelis, J. Jelonnek, "A comparative study on the modeling of dynamic after-cavity interaction in gyrotrons," *PHYSICS OF PLASMAS*, vol. 22, p. 053106, 2015.
271. V.E.Zapevalov, M.A.Moiseev, "Influence of aftercavity interaction on gyrotron efficiency," *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 47, no. 7, pp. 520-527, 2004.
272. Dumbrajs O., Idehara T., "Analysis of Aftercavity Interaction in European ITER Gyrotrons and in the Compact Sub-THz Gyrotron FU CW-CI," *J Infrared Milli Terahz Waves*, vol. 33, p. 1171–1181, 2012.
273. O. Sinitsyn, G. S. Nusinovich, "Analysis of aftercavity interaction in gyrotrons," *Physics of Plasmas*, vol. 16, p. 023101, 2009.
274. Gantenbein G., Borie E., "Gyrotron with a tapered external magnetic field," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 11, no. 7, p. 837–850, 1990.
275. C. R., "Investigations of After Cavity Interaction in Gyrotrons Including the Effect of Non-uniform Magnetic Field," Amitavo,

- 2014.
276. Blank M., Felch K., James B.G., Borchard P., Cahalan P., Chu T.S., Jory H., Danly B.G., Levush B., Calame J.P., Nguyen K.T., Pershing D.E., "Development and demonstration of high-average power W-band gyro-amplifiers for radar applications," *IEEE Trans. on Plasma Science*, vol. 30, pp. 865-875, 2002.
277. Nusinovich G., Danly B., Levush B., "Gain and bandwidth in stagger-tuned gyroklystrons," *Phys. Plasmas.*, vol. 4, no. 2, p. 469–478, 1997.
278. Antakov I.I., Gachev I.G., Sokolov E.V., "Experimental study of two-cavity gyrotron with feedback between cavities," in *Proc. Conf.: Intense Microwave-Pulses III*, San Diego, 1995 .
279. O. Dumbrajs, T. Saito, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, "Influence of the electron velocity spread and the beam width on the efficiency and mode competition in the high-power pulsed gyrotron for 300 GHz band collective Thomson scattering diagnostics in the large helical device," *Physics of Plasma*, vol. 23, no. 9, p. 093109, September 2016.
280. O. Dumbrajs, G. S. Nusinovich, "Efficiency of gyrotrons with a tapered magnetic field in the regime of soft self-excitation," *Physics of Plasmas*, vol. 25, p. 013121, 2018.
281. G. Nusinovich, O. Dumbrajs, "Theory of gyro-backward wave oscillators with tapered magnetic field and waveguide cross section," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 24, no. 3, June 1996.

282. Dumbrajs, O., & Nusinovich, G. S., «Self-consistent non-stationary theory of the gyrotron,» *Physics of Plasmas*, т. 23, № 8, p. 083125, 2016.
283. Lukin, K.A., Yakubenko, I.V., «Theory of nonstationary processes in a diffraction radiation oscillator in which the characteristic fields vary significantly over an electron time of flight,» *Soviet journal of communications technology & electronics*, т. 34, № 6, pp. 98-105, 1989.
284. G. S. Nusinovich, O. Dumbrajs, "Two-harmonic prebunching of electrons in multicavity gyrodevices," *Phys. Plasm.*, vol. 2, no. 2, p. 568–577, 1995.
285. A. Kuleshov, E. Khutoryan, S. Kishko, S. Ponomarenko, M. Glyavin, I. Bandurkin, V. Manuilov, A. Fedotov, Y. Ishikawa, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, T. Idehara, T. Saito, "Low-Voltage Operation of the Double-Beam Gyrotron at 400 GHz," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 67, no. 2, p. 673–676, February 2020.
286. Bratman V. L., Ginzbutg N. S., Nusinovich G. S., Petelin M. I., Strklov P. S., "Relativistic gyrotrons and cyclotron autoresonance masers," *International Journal of Electronics*, vol. 51, no. 4, p. 541–567, 1981.
287. I. Bandurkin, A. Fedotov, M. Glyavin, T. Idehara, A. Malkin, V. Manuilov, A. Sergeev, A. Tsvetkov, V. Zaslavsky, I. Zotova, "Development of Third-Harmonic 1.2-THz Gyrotron With

- Intentionally Increased Velocity Spread of Electrons," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 67, no. 10, pp. 4432-4436, 2020.
288. Maksimenko, A. V., Shcherbinin, V. I., Hlushchenko, A. V., Tkachenko, V. I., Avramidis, K. A., Jelonnek, J., "Starting Currents for Eigenmodes of a Gyrotron Cavity With Mode Conversion," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 66, no. 3, pp. 1552-1558, 2019.
289. Bakunin V.L, Denisov G.G., Novozhilova Y.V., "Zones of frequency locking by an external signal in a multimode gyrotron of a megawatt power level," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 58, no. 12, p. 893–904, 2016.
290. Chumakova M. M., Usacheva S. A., Glyavin M. Y., Novozhilova Y. V., Ryskin N. M., "Mode Competition in a Two-Mode Gyrotron With Delayed Reflections," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 42, no. 8, p. 2030–2036, 2014.
291. Adilova A. B., Gerasimova S. A., Ryskin N. M., "Synchronization of delay-coupled gyrotron oscillators," *EPJ Web of Conferences*, vol. 149, p. 04029, 2017.
292. Rozental R.M., Ginzburg N.S., Glyavin M.Yu., Sergeev A.S., Zotova I.V., "Mutual synchronization of weakly coupled gyrotrons," *Phys. Plasmas*, vol. 22, no. 9, p. 093118, 2015.
293. G. S. Nusinovich, O. V. Sinitsyn, L. Velikovich, M. Yeddulla, T. M.

- Antonsen, Jr., A. N. Vlasov, S. R. Cauffman, K. Felch, "Startup Scenarios in High-Power Gyrotrons," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 32, pp. 841-852, 2004.
294. D. S. Tax, O. V. Sinitsyn, W. C. Guss, G. S. Nusinovich, M. A. Shapiro, R. J. Temkin, "Experimental Study of the Start-Up Scenario of a 1.5-MW, 110-GHz Gyrotron," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, no. 4, pp. 862-871, 2013.
295. M. Botton, T. M. Antonsen, Jr., B. Levush, K. T. Nguyen, A. N. Vlasov, "MAGY: A Time-Dependent Code for Simulation of Slow and Fast Microwave Sources," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 26, pp. 882-892, 1998.
296. Yu. V. Bykov, A. L. Goldenberg, "Influence of Resonator Profile on the Maximum Power of a Cyclotron Resonance Maser," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 18, pp. 791-792, 1975.
297. I. G. Zarnitsyna, G. S. Nusinovich, "Stability of self-excited single-mode oscillations in a gyromonotron," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 17, pp. 1418-1424, 1974.
298. V. L. Bratman, M. A. Moiseev, M. I. Petelin, R. E. Erm, "Theory of Gyrotrons with a Non-Fixed Structure of the High-Frequency Field," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 16, pp. 474-480, 1973.
299. G. S. Nusinovich, M. Yedulla, T. M. Antonsen, Jr., and A. N. Vlasov, «Start-Up Scenario in Gyrotrons with a Nonstationary Microwave-Field Structure,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 96, p. 125101, 2006.

300. E. M. Choi, A. J. Serfon, I. Mastovsky, M. A. Shapiro, J. R. Sirigiri, R. J. Temkin, "Experimental results for a 1.5 MW, 110 GHz gyrotron oscillator with reduced mode competition," *Physics of Plasmas*, vol. 13, p. 023103, 2006.
301. S. N. Vlasov, G. M. Zhislin, I. M. Orlova, M. I. Petelin, G. G. Rogacheva, "Irregular Waveguides as Open Resonators," *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 12, pp. 972-978, 1969.
302. T. Idehara, M. Pereyaslavets, N. Nishida, K. Yoshida, I. Ogawa, "Frequency modulation in a submillimeter-wave gyrotron," *Phys. Rev. Letts.*, vol. 81, pp. 1973-1976, 1998.
303. A. M., "PID control," in *Control systems, robotics and automation*, vol. 2, Kyoto, Kyoto University, 2010.
304. M.I. Petelin, A.S. Sedov, "Frequency response of voltage-modulated gyrotrons," *Terahertz Science and Technology*, vol. 2, no. 3, pp. 102-104, 2009.
305. 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, pp. 1018-1029, 2014.
306. T. Idehara, K. Yoshida, N. Nishida, I. Ogawa, M. Pereyaslavets, T. Tatsukawa, «CW operation of a submillimeter wave gyrotron (Gyrotron FU IV) for high stability of the output frequency,» *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, т. 19, pp. 793-799, 1998.

307. V. N. Manuilov, "Numerical simulation of low-frequency oscillations of the space charge and potential in the electron-optical system of a gyrotron," *Radiophys Quantum Electron*, vol. 49, p. 786–792, 2006.
308. Pagonakis I.Gr., Piosczyk B., Zhang J., Illy S., Rzesnicki T., Hogge J..P., et al., "Electron trapping mechanisms in magnetron injection guns," *Physics of Plasmas*, vol. 23, p. 023105, 2006.
309. O. Dumbrajs, L. Shenggang, "Kinetic theory of electron-cyclotron resonance masers with asymmetry of the electron beam in a cavity," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 20, no. 3, p. 126–132, June 1992.
310. D. O., "Eccentricity of the electron beam in a gyrotron cavity," *Int. J. Infr. Millim. Waves*, vol. 15, no. 7, p. 1255–1262, 1994.
311. O. D. G. S. Nusinovich, "Effect of electron beam misalignments on the gyrotron efficiency," *Phys. Plasmas*, vol. 20, no. 7, p. 073105, 2013.
312. G. S. Nusinovich, O. Dumbrajs, B. Levush, "Wave interaction in gyrotrons with off-axis electron beams," *Phys. Plasmas*, vol. 2, no. 12, pp. 4621-4630, December 1995.
313. M. Blank, K. E. Kreischer, R. J. Temkin, "Study of rotating modes in high frequency whispering gallery mode gyrotrons," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 22, no. 5, pp. 883-888, October 1994.
314. T. Idehara, K. Shibutani, H. Nojima, M. Pereyaslavets, K. Yoshida, I. Ogawa, T. Tatsukawa , "Study of electron beam misalignment in a submillimeter wave gyrotron," *International Journal of Infrared and*

- Millimeter Waves*, vol. 19, no. 10, pp. 1303-1316, 1998.
315. A. G. Luchinin, G. S. Nusinovich, "An analytical theory for comparing the efficiency of gyrotrons with various electrodynamic," *International Journal of Electronics*, vol. 57, no. 6, pp. 827-834, August 1984.
316. N. G. S., "Estimate of the efficiency of a quasi-optical gyrotron with hard self-excitation," *Elektron. Tekhn. I, Elektron.*, vol. 2, no. 4, pp. 10-13, 1986.
317. R. Pu, G. S. Nusinovich, O. V. Sinitsyn, T. M. Antonsen, Jr., "Effect of the thickness of electron beams on the gyrotron efficiency," *Phys. Plasmas*, vol. 17, no. 8, p. 083105, 2010.
318. M. I. Petelin, V. K. Yulpatov, "Linear theory of a monotron cyclotron resonance maser," *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 18, no. 2, pp. 212-219, February 1975.
319. T. Idehara, J. C. Mudiganti, La Agusu, T. Kanemaki, I. Ogawa, T. Fujiwara, Y. Matsuki, K. Ueda, "Development of a compact sub-THz gyrotron FU CW CI for application to high power THz technologies," *Int. J. Infrared Millim. Waves*, vol. 33, pp. 724-744, 2012.
320. O. Kusaykin, P. Melezhik, A. Poyedinchuk, S. Provalov, D. Seleznyov, "Surface and leaky waves of a planar dielectric waveguide with a diffraction grating," *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, vol. 10, no. 1, pp. 61-67, 2015.
321. W. X. Tang, H. C. Zhang, H. F. Ma, W. X. Jiang, T. J. Cui, "Concept,

- theory, design, and applications of spoof surface plasmon polaritons at microwave frequencies," *Adv. Opt. Mater.*, vol. 7, no. 1, p. 1800421, August 2018.
322. M. Wang, H. Feng Ma, W. X. Tang, S. Sun, T. J. Cui, "Leaky-wave radiations with arbitrarily customizable polarizations based on spoof surface plasmon polaritons," *PHYSICAL REVIEW APPLIED*, vol. 12, p. 014036, July 2019.
323. P. N. Melezhik, Yu. B. Sidorenko, S. A. Provalov, S. D. Andrenko, S. A. Shilo , "A planar antenna of diffraction radiation for a millimeter radar complex of millimeter band," *Radioelectronics and Communications Systems*, vol. 53, p. 233–240, 2010.
324. S. Podilchak, P. Baccarelli, P. Burghignoli, A. Freundorfer, Y. Antar, "Analysis and design of annular microstrip-based planar periodic leaky-wave antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* , vol. 62, pp. 2978-2991, 2014.
325. Y. Sirenko, S.S. Sautbekov, N. Yashina, K. Sirenko, "Diffraction Radiation Generated by a Density-Modulated Electron Beam Flying Over the Periodic Boundary of the Medium Section. II. Impact of True Eigen Waves," *Progress In Electromagnetics Research B*, vol. 91, pp. 9-17, 2021.
326. A. A. Shmat'ko, A. V. Kazanko, V. N. Mizernik, E. N. Odarenko, N. G. Shevchenko, "Surface Plasmon Polariton Resonances of Diffraction Metamaterial Grating," in *2018 9th International*

Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS), Odessa, Ukraine, 2018 .

327. A. Vertii, G. Vorob'ev, I. Ivanchenko, A. Nesterenko, N. Popenko, "Experimental investigations of transformation of surface waves into the bulk ones in open waveguide," *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Radiofizika*, vol. 31, no. 6, p. 1242, 1988.
328. E. N. Odarenko, Y. V. Sashkova and A. A. Shmat'ko, "Surface and Bulk Wave Modes of Two Dimensional Photonic Crystal Waveguide," in *IEEE 2nd Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON)*, Lviv, Ukraine, 2019 .
329. V. A. Rakityansky, K. A. Lukin, "Excitation of the Chaotic Oscillations in Millimeter BWO," *Int. J. Infrared and Millimeter waves*, vol. 6, no. 16, p. 1037– 1049, 1995.
330. B. P. Yefimov, "Multiwave Millimeter-Wave Band Resonance Clinotron," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 66, no. 20, pp. 1863-1883, 2007.
331. K. Lukin, E. Khutoryan, "Mode interaction in surface wave resonator with electron flow," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 70, no. 8, pp. 713-729, 2011.
332. Ye. N. Odarenko, V. S. Chursin, A. A. Shmat'ko, "Nonlinear Two-Dimensional Theory of Relativistic Resonant O-Type Oscillators," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 52, no. 9, pp. 8-90, 1998.

333. B. Levush, T. M. Antonsen, Jr., A. Bromborsky, W.-R. Lou, Y. Carmel, "Theory of relativistic backward-wave oscillators with end reflectors," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 20, no. 3, p. 263–280, June 1992.
334. B. Goplen, L. Ludeking, D. Smith, G. Warren, "User-configurable MAGIC for electromagnetic PIC calculations," *Computer Physics Communications*, vol. 87, no. 1-2, pp. 54-86, 1995.
335. Ye. Lysenko, O. Pishko, V. Chumak, S. Churilova, "Resonance Line Q-Factor of Millimeter-Wave Clinotron," *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 6, no. 4, pp. 317-322, 2001.
336. Kucherenko, S.N., Lukin, K.A., Skrynnik, B.K. et al., «A study of transient processes in diffraction radiation oscillators,» *Radiophys Quantum Electron*, т. 31, p. 64–69, 1988.
337. A. A. Shmat'ko, E. N. Odarenko, *Electronics of Microwave Frequencies*, Kharkiv: Fakt, 2003.
338. Ye. Lysenko, O. Pishko, V. Chumak, S. Churilova, "Resonance Line Q-Factor of Millimeter-Wave Clinotron," *Radio Physics and Radio Astronomy*, vol. 6, no. 4, pp. 317-322, 2001.
339. B. Bolotovskii, G. Voskresenskii, "Emission from charged particles in periodic structures," *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, vol. 94, no. 3, pp. 378-416, January 1968.
340. P. M. van den Berg, T. H. Tan, "Smith-Purcell radiation from a line charge moving parallel to a reflection grating with rectangular

- profile," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 64, no. 3, pp. 325-328, 1974.
341. G. S. Vorob'ev, A. V. Nesterenko, A. I. Tsvyk, L. I. Tsvyk, V. P. Shestopalov, "Investigation of physical processes of interaction between the electron flow and diffracted field," *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 31, no. 2, p. 142–149, 1988.
342. E. M. Khutoryan, A. I. Tsvyk, "Influence of the Smith-Purcell Radiation on Electron Beam in DRO," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 68, no. 3, pp. 217-229, 2009.
343. Kim K.-J., S.B. Song, "Self-amplified spontaneous emission in Smith-Purcell free electron laser," *Nucl. Instr. Meth.*, vol. 475, no. 1-3, pp. 158-163, December 2001.
344. A. Vertiy, I. Ivanchenko, A. Nesterenko, N. Popenko, A. Tsvyk, L. Tsvyk, v. Shestopalov, «Fine structure of millimeter-wave diffraction emission. I.» *Radiophys Quantum Electron*, т. 28, p. 888–894, 1985.
345. S. Kuznetsov, D. Trubetskov, "Haos and hyperhaos in a backward wave oscillator," *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 47, pp. 341-355, 2004.
346. A. A. Kirilenko, S. L. Senkevich, S. O. Steshenko, "Application of the generalized scattering matrix techniyue for the dispersion analysis of 3D slow-wave structures," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 74, no. 17, pp. 1497-1511, 2015.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ
ДИССЕРТАЦІЇ

1. **E. Khutoryan**, "Mode Interaction for Random Signal Generation in MM-Waveband Vacuum Oscillators", *Applied RadioElectronics*, Vol. 12, Issue 1, pp. 51-53, 2013.
http://nbuv.gov.ua/UJRN/Prre_2013_12_1_11
2. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, O. Kwon, G.-S. Park, "Improved Efficiency of Backward-Wave Oscillator With an Inclined Electron Beam", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 60, Issue 1, pp. 458 – 463, 2013. DOI: [10.1109/TED.2012.2225837](https://doi.org/10.1109/TED.2012.2225837).
3. **E. Khutoryan**, O. Dumbrajs, G. Nusinovich, T. Idehara, "Theoretical Study of the Effect of Electron Beam Misalignment on Operation of the Gyrotron FU IV A", *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 42, Issue 6, pp. 1586 – 1593, 2014. DOI: [10.1109/TPS.2014.2322674](https://doi.org/10.1109/TPS.2014.2322674).
4. **E. Khutoryan**, G. Nusinovich, O. Sinitsyn, "Competition between modes with different axial structures in gyrotrons", *Physics of Plasmas*, Vol. 21, Issue 9, 093114, 2014. DOI: [10.1063/1.4896709](https://doi.org/10.1063/1.4896709).
5. **E. Khutoryan**, M. Sattorov, K. Lukin, O.J. Kwon, S.-H. Min, R. Bhattacharya, I.-K. Baek, S. Kim, M. Yi, J. So, G.-S. Park, "Theory of Multimode Resonant Backward-Wave Oscillator With an Inclined Electron Beam", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 62, Issue 5, pp. 1628-1634, 2015. DOI: [10.1109/TED.2015.2411680](https://doi.org/10.1109/TED.2015.2411680).

6. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, O.J. Kwon, S.-H. Min, R. Bhattacharya, I.-K. Baek, S. Kim, M. Yi, J. So, G.-S. Park, "Automodulation Processes in Clinotrons With Low-Focusing Magnetic Field", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 62, Issue 5, pp. 1617-1621, 2015. DOI: [10.1109/TED.2015.2409292](https://doi.org/10.1109/TED.2015.2409292).
7. T. Idehara, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, **E. Khutoryan** et al., "The Development of 460 GHz gyrotrons for 700 MHz DNP-NMR spectroscopy", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 36, Issue 7, pp. 613-627, 2015. DOI: 10.1007/s10762-015-0150-z.
8. T. Idehara, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, A. Kuleshov, O. Dumbrajs, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "High-Speed Frequency Modulation of a 460-GHz Gyrotron for Enhancement of 700-MHz DNP-NMR Spectroscopy", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 36, Issue 9, pp: 819-829, 2015. DOI: 10.1007/s10762-015-0176-2.
9. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Stabilization of Gyrotron Frequency by PID Feedback Control on the Acceleration Voltage", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 36, Issue 12, pp. 1157-1163, 2015. DOI: 10.1007/s10762-015-0212-2.
10. O. Dumbrajs, **E. Khutoryan**, T. Idehara, "Hysteresis and Frequency Tunability of Gyrotrons", *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 37, Issue 6, pp. 551–560, 2016. DOI: 10.1007/s10762-015-0240-y.

11. N. Miyoshi, T. Idehara, **E. Khutoryan**, Y. Fukunaga, A. Bibin, S. Ito, S. Sabchevski "Combined Hyperthermia and Photodynamic Therapy Using a Sub-THz Gyrotron as a Radiation Source", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 37, Issue 8, pp. 805–814, 2016. DOI: 10.1007/s10762-016-0271-z.
12. T. Idehara, **E. Khutoryan**, I. Ogawa, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Modulation and Stabilization of the Output Power and Frequency of FU Series Gyrotrons", *International Journal on Terahertz Science and Technology*, Vol. 9, Issue 4, pp. 117-130, 2016. DOI: [10.11906/TST.117-130.2016.12.12](https://doi.org/10.11906/TST.117-130.2016.12.12).
13. **E. Khutoryan**, T. Idehara, M. Melnikova, N. Ryskin, O. Dumbrajs, "Influence of Reflections on Frequency Tunability and Mode Competition in the Second-Harmonic THz Gyrotron", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 38, Issue 7, pp. 824–837, 2017. DOI: 10.1007/s10762-017-0378-x.
14. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. N. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Simultaneous Stabilization of Gyrotron Frequency and Power by PID Double Feedback Control on the Acceleration and Anode Voltages", *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 38, Issue 7, pp. 813–823, 2017. DOI: 10.1007/s10762-017-0374-1.
15. K. Kato, H. Qiu, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, M. Tani, T. Idehara, Y. Yamaguchi, M. Fukunari, Y. Maeda, K. Takayama, Y. Minami, M. Empizo, T. Kurihara, K. Yamanoi, T. Shimizu, K. Takano, N. Sarukura,

- T. Fukuda, M. Yoshimura, M. Nakajima, “Strong yellow emission of high-conductivity bulk ZnO single crystals irradiated with high-power gyrotron beam”, *Applied Physics Letters*, Vol. 111, Issue 3, 2017. DOI: 10.1063/1.4994316.
16. Y. Toda, S. Ishiyama, **E. Khutoryan**, T. Idehara, S. Matsuishi, P. Sushko, and H. Hosono, “Rattling of Oxygen Ions in a Sub-Nanometer-Sized Cage Converts Terahertz Radiation to Visible Light”, *ACS Nano*, Vol. 11, Issue 12, pp. 12358–12364, 2017. DOI: [10.1021/acsnano.7b06277](https://doi.org/10.1021/acsnano.7b06277).
17. S. Mitsudo, M. Glyavin, **E. Khutoryan**, I. Bandurkin, T. Saito, Y. Ishikawa, V. Manuilov, I. Zotova, A. Fedotov, A. Kuleshov, "An Experimental Investigation of a 0.8 THz Double-Beam Gyrotron," *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*", Vol. 40, Issue 11, pp. 1114-1128, 2019. DOI: 10.1007/s10762-019-00629-6.
18. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Kishko, S. Ponomarenko, M. Glyavin, I. Bandurkin, V. Manuilov, A. Fedotov, I. Zotova, S. Sabchevski, Y. Ishikawa, M. Fukunari, T. Saito, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, T. Idehara. “Increase of Gyrotron Output Power at High-Order Axial Mode Through an After-Cavity Excitation of the Next Transverse Mode”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*", Vol. 42, Issue 6, pp. 684–700, 2021. DOI: [10.1007/s10762-021-00798-3](https://doi.org/10.1007/s10762-021-00798-3).
19. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani “Efficient Excitation of Hybrid Modes in a THz Clinotron”, *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, Vol. 42, Issue 6,

- pp. 671–683, 2021. DOI: 10.1007/s10762-021-00800-y.
20. **E. Khutoryan**, A. N. Kuleshov, S. S. Ponomarenko, K. A. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani, "Hybrid Bulk-Surface Modes Excited by a Sheet Electron Beam in THz Cherenkov Oscillator," *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 69, Issue 6, pp. 3407-3412, 2022, DOI: 10.1109/TED.2022.3168526.
 21. S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, "Electromagnetic sources for THz imaging and DNP NMR spectroscopy," In: *Electromagnetic Waves and Antennas for Biomedical Applications*, 2021. DOI: 10.1049/PBHE033E_ch3
 22. K. Lukin, **E. Khutoryan**, "Mode interaction in resonant Clinotron", IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2011), p.123-124, 2011. DOI: [10.1109/IVEC.2011.5746906](https://doi.org/10.1109/IVEC.2011.5746906)
 23. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, Gun-Sik Park, A. Bera, R. Barik, O. Kwon, Sun-Hong Min, A. Sharma, A. Tanwar, "Experimental study on 0.1 THz clinotron", IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2012), p.453-454, 2012. DOI: [10.1109/IVEC.2012.6262236](https://doi.org/10.1109/IVEC.2012.6262236)
 24. M. Sattorov, **E. Khutoryan**, K. Lukin, G-S Park, O. Kwon, "Automodulation processes in THz resonant backward wave oscillator with low focusing magnetic field", 2012 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves", 1-2, 2012. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2012.6380269](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2012.6380269)
 25. **E. Khutoryan**, A. Tsvyk, V. ZheltoV, "About reflection diffraction

radiation oscillator operation at second space harmonic," 2013 International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, p. 403-405, 2013. DOI: [10.1109/MSMW.2013.6622067](https://doi.org/10.1109/MSMW.2013.6622067).

26. T. Idehara, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, K. Ueda, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Sub-THz gyrotrons with special functions of frequency control for applications to DNP-NMR spectroscopy," 2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 1-2, 2014. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2014.6956167](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2014.6956167)
27. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. Kuleshov, K. Ueda, "Stabilization of Gyrotron Output Power by Use of PID Feedback Control of Anode Voltage," Meeting Abstracts of the Physical Society of Japan 70.1, p. 552, 2015. DOI: [10.11316/jpsgaiyo.70.1.0_552](https://doi.org/10.11316/jpsgaiyo.70.1.0_552)
28. T. Idehara, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, A. Kuleshov, O. Dumbrajs, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "High speed frequency modulation of a 460 ГГц gyrotron for application to the 700 MHz DNP enhanced NMR spectroscopy", 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), p. 1-2. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2015.7327859](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2015.7327859)
29. **E. Khutoryan**, T. Idehara, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, A. Kuleshov; Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Frequency Modulation of sub-THz gyrotron for 700 MHz DNP-NMR spectroscopy", Meeting Abstracts of the Physical Society of Japan 70.2, 650, 2015. DOI:

[10.11316/jpsgaiyo.70.2.0_650](https://doi.org/10.11316/jpsgaiyo.70.2.0_650).

30. T. Idehara, A. Kuleshov, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, Y. Matsuki, T. Fujiwara, S. Asai, T. Suehara, T. Yamazaki, A. Miyazaki, "High power THz technologies opened by high frequency gyrations covering Sub-THz to THz region," 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), p. 1-3, 2016. DOI: [10.1109/MSMW.2016.7538046](https://doi.org/10.1109/MSMW.2016.7538046)
31. **E. Khutoryan**, T. Idehara, M. Melnikova, A. Rozhnev, N. Ryskin, "Influence of reflections on frequency stability, tunability and mode competition in the second-harmonic THz gyrotron", 2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), pp. 1-2, 2016. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2016.7758527](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2016.7758527)
32. **E. Khutoryan**, T. Idehara, A. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara, "Gyrotron output frequency and power stabilization by PID feedback control on the acceleration and anode voltages," 2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)", p. 1-2, 2016. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2016.7758502](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2016.7758502)
33. **E. Khutoryan**, T. Idehara, N. Ryskin, M. Melnikova, O. Dumbrajs, "Using of reflections for expansion of frequency tuning in a THz-band gyrotron", 2017 Eighteenth International Vacuum Electronics Conference (IVEC), p.1-3, 2017. DOI: [10.1109/IVEC.2017.8289725](https://doi.org/10.1109/IVEC.2017.8289725)
34. **E. Khutoryan**, S. Ponomarenko, S. Kishko, Y. Tatematsu, S. Mitsudo,

- M. Tani, A. Kuleshov, "THz Cherenkov Oscillator with Surface-Radiating Modes," 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)", p. 1-2, 2019. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2019.8874184](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8874184)
35. I. Bandurkin, A. Fokin, M. Glyavin, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Mitsudo, S. Sabchevski, Y. Tatematsu, T. Saito, Y. Ishikawa, "An Experimental Investigation of a 0.8 THz Gyrotron with an Improved Mode Selection," 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)", p.1-2, 2019. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2019.8874170](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8874170)
36. M. Nakajima, K. Kato, H. Qiu, T. Shimizu, N. Sarukura, M. Yoshimura, T. Fukuda, **E. Khutoryan**, Y. Tatematsu, M. Tani, "Observation of strong yellow emission for high-conductivity ZnO excited by sub-terahertz gyrotron beam," 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), p. 1-2, 2019. DOI: [10.1109/IRMMW-THz.2019.8873849](https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8873849)
37. A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, Masahiko, **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), p. 1-4, 2020. DOI: [10.1109/UkrMW49653.2020.9252641](https://doi.org/10.1109/UkrMW49653.2020.9252641)
38. **E. Khutoryan**, S. Ponomarenko, S. Kishko, K. Lukin, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, A. Kuleshov, "Efficient Regime of Hybrid

- Surface-Radiating Waves in a THz Clinotron,” 2020 IEEE 21st International Conference on Vacuum Electronics (IVEC), p. 155-156, 2020. DOI: [10.1109/IVEC45766.2020.9520601](https://doi.org/10.1109/IVEC45766.2020.9520601)
39. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, A. Fedotov, S. Sabchevski, I. Bandurkin, V. Manuilov, I. Zotova, A. Fokin, S. Kishko, S. Ponomarenko,” Influence of the Aftercavity Interaction on the Output Power of a Gyrotron Operating at a High-Order Axial Mode,” 2021 22nd International Vacuum Electronics Conference (IVEC), p. 1-2, 2021. DOI: [10.1109/IVEC51707.2021.9722446](https://doi.org/10.1109/IVEC51707.2021.9722446)
40. S. Ponomarenko, A. Likhachev, V. Stoyanova, Y. Tatematsu, S. Mitsudo, M. Tani, **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, K. Lukin, “Simulation and Design of 300 ГГц CW Clinotron Oscillator on Hybrid Surface-Volume Modes,” 2021 22nd International Vacuum Electronics Conference (IVEC), p. 1-2, 2021. DOI: [10.1109/IVEC51707.2021.9722445](https://doi.org/10.1109/IVEC51707.2021.9722445)
41. **E. M. Khutoryan**, A. N. Kuleshov, S. S. Ponomarenko, K. A. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani, “Hybrid Bulk-Surface Modes Excited in the THz Cherenkov Oscillator with the Double Grating,” 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), p.238-241, 2022. DOI: [10.1109/UkrMW58013.2022.10037038](https://doi.org/10.1109/UkrMW58013.2022.10037038)
42. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani, “The 3D Study of the Hybrid Bulk-Surface Eigen Modes in the THz Cherenkov Oscillator,” 2022 23 International Vacuum Electronics Conference (IVEC), pp. 502-503. DOI:

[10.1109/IVEC53421.2022.10292384](https://doi.org/10.1109/IVEC53421.2022.10292384)

43. **E. Khutoryan**, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, Y. Tatematsu and M. Tani, "THz Cherenkov Oscillator Efficiency Increase by Use of Long Structures," 2023 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Chengdu, China, 2023, pp. 1-2.
DOI: [10.1109/IVEC56627.2023.10157891](https://doi.org/10.1109/IVEC56627.2023.10157891)