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

> Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Власенко Сергій Олександрович

УДК 621.385.6

### **ДИСЕРТАЦІЯ**

## ВЗАЄМОДІЯ ІНТЕНСИВНИХ СТРІЧКОВИХ ЕЛЕКТРОННИХ ПОТОКІВ З ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМИ ХВИЛЯМИ В НАДРОЗМІРНИХ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИХ СТРУКТУРАХ ЧЕРЕНКОВСЬКИХ ГЕНЕРАТОРІВ І ПІДСИЛЮВАЧІВ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ТА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНІВ

104 « Фізика та астрономія»

10 – Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

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

\_\_\_\_\_ С. О. Власенко

Наукові керівники:

Кулешов Олексій Миколайович, доктор фізико-математичних наук, професор Хуторян Едуард Михайлович, доктор фізико-математичних наук, старший дослідник

Харків – 2025

#### АНОТАЦІЯ

Власенко С. О. Взаємодія інтенсивних стрічкових електронних потоків з електромагнітними хвилями в надрозмірних електродинамічних структурах черенковських генераторів і підсилювачів субтерагерцового та терагерцового діапазонів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» (10 – Природничі науки). – Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, Харків, 2025.

Дисертаційну роботу присвячено вирішенню важливого наукововиявленні оптимальних прикладного питання V режимів генерації клинотронів субтерагерцового та терагерцового діапазонів із надрозмірними електродинамічними системами з урахуванням теплових ефектів, викликаних осіданням щільного стрічкового електронного пучка на елементи сповільнювальної системи, а також у виявленні нових режимів посилення та генерації електромагнітних хвиль у компактних вакуумних електронних приладах на ефекті Вавілова-Черенкова, що працюють на гібридних об'ємноповерхневих хвилях, з метою просунення у високочастотні діапазони з підвищеними рівнями потужності. У роботі з метою вивчення параметрів взаємодії щільних стрічкових електронних пучків з електромагнітними хвилями в компактних вакуумних електронних приладах на ефекті Вавілова-Черенкова було використано як класичні експериментальні методи вимірювання потужності, частоти та спектра за допомогою калориметричних і болометричних методів, гетеродину, змішувача й спектроаналізатора субТГц діапазону, так і методи чисельного інтегрування рівняння збудження та рівнянь руху електронів методами кінцевих різниць і великих частинок із використанням методу Рунге-Кутти четвертого порядку для аналізу руху нерелятивістського електронного потоку.

Компактні джерела та посилювачі електромагнітного випромінювання субтерагерцового та терагерцового діапазонів безперервної дії з достатніми рівнями потужності та перестроюванням частоти у широких смугах є вкрай потрібними для широкого кола фундаментальних і практичних задач у багатьох галузях, таких як діагностика параметрів плазми, біологія, медицина, системи зв'язку та багато інших. Вакуумні електронні прилади на ефекті Вавілова-Черенкова та, зокрема, клинотрони, є перспективними для перевагам, пов'язаним вищезгаданих задач завдяки 3 електронним перестроюванням частоти у широких смугах, середнім рівням вихідної потужності за компактних розмірів приладів та простоті у керуванні. У дисертаційній роботі запропоновано декілька конструкцій клинотронів субТГц і ТГц діапазонів, що забезпечують підвищенні рівні потужності генерації та ефективний одномодовий вивід енергії у широкій смузі частот. У результаті теоретичних і експериментальних досліджень було розроблено субТГц клинотрон безперервної дії підвищеної потужності та було продемонстровано генерацію в безперервному режимі з максимальною потужністю 1 Вт на частоті 174,6 ГГц і на рівні 1,2 Вт на частоті 171,4 ГГц, а також генерацію в широкому діапазоні частот від 161 до 178 ГГц з середньою вихідною потужністю в діапазоні 10-200 мВт. У результаті досліджень впливу струму електронного пучка та температури охолоджуючої рідини на дрейф параметрів генерації в експериментах, що спостерігалися протягом декількох годин, було експериментально продемонстровано залежність робочої частоти від струму пучка на рівні 3-10 МГц/мА і від температури охолоджувальної води менше за 5 МГц/К, що дозволило забезпечити стабільність вихідної потужності краще за 1,5% і стабільність робочої частоти 5×10<sup>-5</sup> за допомогою схеми зворотного зв'язку, що керувала струмом пучка. Розроблений клинотрон безперервної дії з підвищеною потужністю випромінювання в діапазоні частот 171–175 ГГц було застосовано для юстування квазіоптичної лінії передачі енергії модернізованої системи

діагностики колективного томсонівського розсіювання на стеллараторі Wendelstein 7-X.

Розроблено конструкцію ТГц клинотрона безперервної дії з хвилевідним виводом енергії, де ширина хвилеводу з гребінкою в області взаємодії співпадає з шириною вихідного хвилеводу для покращення узгодження в місці з'єднання.

У результаті теоретичних досліджень і чисельного моделювання електродинамічної системи клинотрона «холодної» безперервної дiï діапазону частот 280-335 ГГц показали, що передача та ефективне перетворення основної поверхневої хвилі в моду ТЕ<sub>10</sub> надрозмірного вихідного хвилеводу відбувається в діапазоні частот 297-323 ГГц із коефіцієнтом проходження в межах від -8 до -4 дБ, в той час як проходження в анодну апертуру є значно нижчим. У результаті експериментальних досліджень робочих характеристик клинотрона безперервної дії діапазону частот 280–335 ГГц було продемонтровано максимальну вихідну потужність 110 мВт на частоті 298 ГГц за прискорювальної напруги 3,47 кВ і струму електронного пучка 150 мА. Отримані експериментальні результати досліджень робочих характеристик клинотрона безперервної дії в широкому діапазоні частот від 280 до 335 ГГц, що відповідає прискорювальним напругам пучка від 2,95 до 4,55 кВ за максимального струму електронного пучка 165 мА, показали збудження поверхневих мод високих порядків, а результати моделювання показали їхню ефективну трансформацію в певні моди вихідного хвилеводу.

Було продемонстровано ефективне посилення біжучої хвилі при збудженні гібридної об'ємно-поверхневої моди зі стрічковим електронним потоком у надрозмірному хвилеводі з біперіодичною гребінкою. Експериментально отримано посилення до 12 дБ на частоті 97,95 ГГц в односекційному підсилювачі, що відповідає результатам моделювання. Продемонстровано смугу частот до 2 ГГц для певної робочої напруги в діапазоні від 3,7 кВ до 3,9 кВ і струму пучка 60 мА.

Наукова новизна проведених досліджень полягає в тому, що: 1) вперше визначено вплив транспортування інтенсивного стрічкового електронного потоку в електродинамічних системах клинотронів субТГц та ТГц діапазонів на умови генерації, що дозволило отримати: а) широкосмугову генерацію з помірною вихідною потужністю, або б) генерацію з максимальною потужністю в одномодовому режимі та показано фізичні причини цього явища; 2) вперше визначено вплив теплових ефектів в електродинамічних системах клинотронів субТГц і ТГц діапазонів, в результаті осідання інтенсивного стрічкового електронного потоку, спектральні на характеристики випромінювання, а також показано, що контроль за температурою охолоджувальної рідини дозволяє реалізувати стабільність потужності випромінювання на рівні 3% та стабільність робочої частоти на рівні 5\*10<sup>-5</sup>; 3) вперше теоретично та експериментально отримано геометрію електродинамічної системи ТГц клинотрона з підвищеною ефективністю хвилевідного виводу енергії в широкому діапазоні частот; 4) вперше продемонстровано підсилення електромагнітних хвиль у черенковському приладі, що працює на гібридних об'ємно-поверхневих хвилях. Результати моделювання вказують на посилення слабкого сигналу до 30 дБ і майже 5% електронного ККД для структури довжиною 41 мм W-діапазону, в той час як було експериментально отримано посилення до 12 дБ на частоті 97,95 ГГц в односекційному підсилювачі, що відповідає результатам моделювання, та продемонстровано робочу смугу частот до 2 ГГц для певної робочої напруги в діапазоні від 3,7 кВ до 3,9 кВ і струму пучка 60 мА; 5) запропоновано конфігурацію біперіодичної гребінки, яка підтримує збудження гібридних об'ємно-поверхневих мод, та показано, що така гребінка забезпечує не тільки підвищений опір зв'язку в ТГц діапазоні, а також широкий діапазон перестроювання частоти (15–20%); 6) запропоновано схему ТГц генератора з покращеними характеристиками, в якій електронний потік резонансно збуджує випромінювання Сміта-Парселла двох порядків, при цьому дифракційний діелектрику, порядок, ЩО поширюється тільки В

використовується для зворотного зв'язку, а дифракційний порядок у вільному просторі служить вихідним випромінюванням.

Ключові слова: стрічковий потік електронів, система сповільнення хвиль, гребінка, електронно-хвильова взаємодія, клинотрон, стабільність частоти та потужності випромінювання, міліметровий і ТГц діапазони

#### ANNOTATION

*Vlasenko S.O.* Interaction of intense sheet electron beams with electromagnetic waves in oversized electromagnetic systems of Cherenkov oscillators and amplifiers in sub-THz and THz frequency ranges. – Manuscript copyright.

Thesis for the Doctor of Philosophy, speciality 104 "Physics and Astronomy" (10 – Natural Sciences). – O. Ya. Usikov Institute for Radio Physics and Electronics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2025.

The dissertation is devoted to solving an important scientific and applied issue in identifying optimal modes of generation of subterahertz and terahertz clinotrons with ultra-sized electrodynamic systems, taking into account the thermal effects caused by the deposition of a dense ribbon electron beam on the elements of the deceleration system, as well as in the identification of new modes of amplification and generation of electromagnetic waves in compact vacuum electronic devices based on the Vavilov-Cherenkov effect, operating on hybrid bulk-surface waves, in order to move into high-frequency ranges with increased power levels. In order to study the parameters of interaction of dense ribbon electron beams with electromagnetic waves in compact vacuum electronic devices based on the Vavilov-Cherenkov effect, both classical experimental methods of measuring power, frequency and spectrum were used, using calorimetric and bolometric methods, heterodyne, mixer, and sub-THz spectrum analyzer, as well as methods of numerical integration of the excitation equation and electron motion equations by finite difference and large particle methods using the fourth-order Runge-Kutta method to analyse the motion of the non-relativistic electron flow.

Compact, continuously operating electromagnetic radiation sources and amplifiers in the sub- and terahertz ranges with sufficient power levels and frequency tuning in wide bands are essential for a wide range of fundamental and practical applications in many fields, such as plasma diagnostics, biology, medicine, communication systems, and many others. Vacuum electronic devices based on the Vavilov-Cherenkov effect and, in particular, clinotrons are promising for the above tasks due to the advantages associated with electronic frequency tuning in wide bands, medium power output levels with compact device sizes, and ease of control. In this thesis, several designs of sub-THz and THz cyclotrons are proposed, which provide increased generation power levels and efficient singlemode energy output in a wide frequency band. As a result of theoretical and experimental studies, a sub-THz continuous-acting high-power clinotron was developed and demonstrated to generate in continuous mode with a maximum power of 1 W at 174.6 GHz and 1.2 W at 171.4 GHz, as well as generation in a wide frequency range from 161 to 178 GHz with an average output power in the range of 10-200 mW. As a result of the study of the influence of the electron beam current and coolant temperature on the drift of generation parameters in experiments observed over several hours, the dependence of the operating frequency on the beam current at the level of 3-10 MHz/mA and on the cooling water temperature of less than 5 MHz/K was experimentally demonstrated, which made it possible to ensure the stability of the output power better than 1.5% and the stability of the operating frequency of  $5 \times 10-5$  using a feedback circuit that controlled the beam current. The developed continuous-acting clinotron with increased radiation power in the frequency range of 171-175 GHz was used to adjust the quasi-optical energy transmission line of the modernised collective Thomson scattering diagnostic system on the Wendelstein 7-X stellarator.

A design of a THz continuous-acting clynotron with a waveguide energy output was developed, where the width of the waveguide with a comb in the interaction region coincides with the width of the output waveguide to improve the matching at the junction. Theoretical studies and numerical simulations of the 'cold' electrodynamic system of a continuous-acting cavity in the frequency range 280-335 GHz have shown that the transmission and effective conversion of the main surface wave into the TE10 mode of the super-sized output waveguide occurs in the frequency range 297-323 GHz with a transmission coefficient in the range of -8 to -4 dB, while the transmission into the anode aperture is much lower. As a result of experimental studies of the performance characteristics of a continuousacting klinotron in the frequency range of 280-335 GHz, a maximum output power of 110 mW at a frequency of 298 GHz was demonstrated at an accelerating voltage of 3.47 kV and an electron beam current of 150 mA. The obtained experimental results of the study of the performance characteristics of a continuous-acting cyclotron in a wide frequency range from 280 to 335 GHz, which corresponds to accelerating beam voltages from 2.95 to 4.55 kV at a maximum electron beam current of 165 mA, showed the excitation of high-order surface modes, and the simulation results showed their effective transformation into certain modes of the output waveguide. The effective amplification of the travelling wave at the excitation of a hybrid bulk-surface mode with ribbon electron flow in a superdimensional waveguide with a bi-periodic lattice was demonstrated. The gain of up to 12 dB at 97.95 GHz in a single-section amplifier is experimentally obtained, which is in agreement with the simulation results. A frequency band of up to 2 GHz is demonstrated for a certain operating voltage in the range from 3.7 kV to 3.9 kV and a beam current of 60 mA.

The **scientific novelty** of the research is that: 1) the influence of transport of intense ribbon electron flux in electrodynamic systems of sub-THz and THz cyclotrons on the generation conditions was determined for the first time, which allowed to obtain: a) broadband generation with moderate output power, or b)

generation with maximum power in single-mode mode and the physical causes of this phenomenon are shown; 2) the influence of thermal effects in the electrodynamic systems of sub-THz and THz klinotrons as a result of the deposition of intense ribbon electron flux on the spectral characteristics of radiation is determined for the first time, and it is also shown that control over the temperature of the coolant allows to realise the stability of radiation power at the level of 3% and the stability of operating 4) for the first time, the amplification of electromagnetic waves in a Cherenkov device operating on hybrid bulk-surface waves was demonstrated, and the simulation results indicate a weak signal amplification of up to 30 dB and almost 5% electronic efficiency for a 41 mm long W-band structure, while up to 12 dB of gain at 97.95 GHz was experimentally obtained in a single-section amplifier, which is consistent with the simulation results, and an operating frequency bandwidth of up to 2 GHz was demonstrated for a specific operating voltage in the range of 3.7 kV to 3.9 kV and a beam current of 60 mA; 5) a configuration of a biperiodic comb that supports the excitation of hybrid bulk-surface modes is proposed, and it is shown that such a comb provides not only an increased impedance in the THz range, but also a wide range of frequency tuning (15-20%); 6) a scheme of a THz oscillator with improved characteristics is proposed, in which the electron flux resonantly excites Smith-Purcell radiation of two orders, with the diffraction order propagating only in the dielectric used for feedback, and the diffraction order in free space serving as the output radiation.

**Key words:** sheet electron beam, slow wave circuit, grating, beam-wave interaction, clinotron, frequency and power stability, millimeter and THz ranges.

## СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ Статті у виданнях, індексованих Scopus та/або Web of Science

- S. S. Ponomarenko, A. A. Likhachev, S. A. Vlasenko, Yu. S. Kovshov, V. V. Stoyanova, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, K. A. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani, "Traveling-Wave Amplification in a Circuit with Nonuniform Grating", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 68, № 10, pp. 5232 5237, 2021 (Q2).
- S. Ponomarenko, H. Braune, E. Khutoryan, S. Kishko, Y. Kovshov, A. Kuleshov, H. P. Laqua, D. Moseev, T. Stange, S. Vlasenko, "Operational Characteristics of the 175-GHz Continuous-Wave Clinotron", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 70, № 11, pp. 5921 5925, 2023 (Q2).
- S. Vlasenko, Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Zabrodskiy, Yu. Arkusha, A. Kirilenko, S. Steshenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "Radiation Output of the 330 GHz Continuous-Wave Clinotron Oscillator with Modified Cavity", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 71, № 6, pp. 3940–3944, 2024, doi: 10.1109/TED.2024.33947962024 (Q2).
- Власенко, С. О., Тані, М., Лукін, К. О., Аркуша, Ю. В., Кириленко, А. О., Стешенко, С. О., Хуторян, Е. М., Кулешов, О. М., Забродський, О. Ф., Пономаренко, С. С., Кишко, С. О., Ковшов, Ю. С., Лихачов, О. О., Татематсу, Й., "Розробка компактних черенковських приладів зі стрічковими електронними пучками субТГц і ТГц діапазонів частот (огляд),» Вісті вищих учбових закладів. Радіоелектроніка», т. 67, вип. 3, с. 121–136, 2024. doi: 10.20535/S002134702403004X (Q4).
- E. Khutoryan, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, P. Melezhik,
  S. Vlasenko, Y. Tatematsu, M. Tani, "Coupling of Spoof Surface Plasmon Polariton with Multiple-Order Smith–Purcell Radiation in THz Cherenkov Oscillator," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 72, № 3, pp. 1383–1389, 2025, doi: 10.1109/TED.2024.3524206 (Q2).

#### Публікації, що засвідчують апробацію матеріалів дисертації

- S. Vlasenko, S. Ponomarenko, Yu. Kovshov, V. Stoyanova, A. Likhachev, S. Kishko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "The Gain Analysis of the 345 GHz Traveling-Wave Amplifier with Nonuniform Grating," 2022 47th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Delft, Netherlands, 2022, pp. 1–2, doi: 10.1109/IRMMW-THz50927.2022.9895800
- S. Vlasenko, A. Likhachev, Yu. Kovshov, S. Kishko, V. Stoyanova, S. Ponomarenko, G. Bezrodna, T. Kudinova, Yu. Klieshchova, A. Zabrodskiy, L. Galushka, V. Zavertanniy, A. Suvorov, L. Kirichenko, A. Khudaiberganov, Yu. Arkusha, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "High Performance Dispenser Cathode for the THz Clinotron Tubes," 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 2022, pp. 234–237, doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037142
- S. Ponomarenko, D. Moseev, T. Stange, T. Windisch, S. Vlasenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, H. P. Laqua, "Radiation Pattern Measurements of Corrugated Horn Antenna for 175 GHz CTS Diagnostics at Wendelstein 7-X," 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 2022, pp. 242–245, doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037162
- E. Khutoryan, S. Vlasenko, 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), Ukraine, 2022, pp. 238–241, doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037038
- S. Ponomarenko, A. Likhachev, S. Vlasenko, Yu. Kovshov, E. Khutoryan, V. Stoyanova, S. Kishko, A. Zabrodskiy, A. Kuleshov, "Regime of Traveling Wave Amplification in the Oversized Circuit with Nonuniform Grating," 2022 23rd International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Monterey, CA, USA, 2022, pp. 500–501, doi: 10.1109/IVEC53421.2022.10292395

- С. Власенко, С. Кишко, 6. Ю. Ковшов, С. Пономаренко, Е. Хуторян, О. Кулешов, Й. Татематсу, М. Тані, «Моделювання електронно-хвильової взаємодії в трьох-секційному підсилювачі біжучої хвилі з неоднорідною гребінкою ΤГц діапазону частот», Міжнародна конференція «Ужгородська школа з атомної фізики та квантової електроніки» до 100-річчя від дня народження професора Івана Прохоровича Запісочного, Ужгород, 26-27 травня 2022, с. 89-93.
- S. Vlasenko, S. Ponomarenko, E. Khutoryan, S. Kishko, A. Zabrodskiy, A. Kuleshov, "Sub-THz CW Clinotron Cavity Design," 2023 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Chengdu, China, 2023, pp. 1–2, doi: 10.1109/IVEC56627.2023.10156940
- S. Vlasenko, Yu. Kovshov, A. Likhachev, Yu. Arkusha, E. Khutoryan, S. Steshenko, S. Kishko, S. Ponomarenko, A. Kuleshov, "Operational Characteristics of the 330 GHz Continuous-Wave Clinotron with Modified Cavity," 2024 Joint International Vacuum Electronics Conference and International Vacuum Electron Sources Conference (IVEC + IVESC), Monterey, CA, USA, 2024, pp. 1–2,

doi: 10.1109/IVECIVESC60838.2024.10694969

 A. Kuleshov, E. Khutoryan, S. Vlasenko, S. Kishko, S. Ponomarenko, M. Tani, Y. Tatematsu, "Recent Advances in THz Clinotrons," 2024 49th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Perth, Australia, 2024, pp. 1–2,

doi: 10.1109/IRMMW-THz60956.2024.10697558

## **3MICT**

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ І СИМВОЛІВ	15
ВСТУП	16
РОЗДІЛ 1 КОМПАКТНІ ВАКУУМНІ ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ НА ЕФЕКТІ ВАВІЛОВА-ЧЕРЕНКОВА СУБТГЦ І ТГЦ ДИАПАЗОНІВ	25
1.1 Компактні вакуумні електронні прилади субТГц і ТГц діапазонів	
1.2 ЛЗХ-клинотрони мм і субмм діапазонів	
1.3 Вакуумні електронні прилади на гібридних об'ємно-поверхневих хвилях	33
Висновки до розділу 1	42
РОЗДІЛ 2 ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У КЛИНОТРОНІ БЕЗПЕРЕРВНОЇ ДІЇ ДІАПАЗОНУ 161–178 ГГЦ ІНТЕНСИВНИ СТРІЧКОВИМ ЕЛЕКТРОННИМ ПОТОКОМ	[M 43
2.1 Оксидні катоди та <i>L</i> -катоди для ВЕП на ефекті Вавілова-Черенкова	44
2.2 Імпрегновані W-Ba термокатоди для формування інтенсивних стрічкових електронних потоків в електронних гарматах клинотронів	47
2.3 Результати теоретичних розрахунків і числового моделювання параметрів випромінювання клинотрона безперервної дії частотного діапазону 161–178 ГГ	ц 48
2.4 Результати експериментальних досліджень параметрів стрічкових електронних потоків та їхнього впливу на характеристики випромінювання клинотрона	- 56
2.5 Результати експериментальних досліджень параметрів випромінювання клинотрона в складі системи для юстування квазіоптичної лінії передачі термо- графічними методами	66
Висновки до розділу 2	70
РОЗДІЛ З МОДИФІКОВАНА ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНА СИСТЕМА ТГЦ КЛИНОТРОНА ДЛЯ ОПТИМІЗАЦІЇ МОДОВОГО СКЛАДУ ВИХІДНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	72
3.1 Розрахунок надрозмірної електродинамічної системи ТГц клинотрона	73
3.2 Тривимірне чисельне моделювання електродинамічної системи клинотрона діапазону 280–335ГГц	78
3.3 Результати тривимірного чисельного моделювання електродинамічної системи клинотрона діапазону 280–335ГГц	83

3.4. Експериментальне дослідження параметрів випромінювання клинотрона діапазону 280–335 ГГц	86		
Висновки до розділ у 3	94		
РОЗДІЛ 4 ПІДСИЛЕННЯ ТА ГЕНЕРАЦІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ Т ДІАПАЗОНУ В РЕЖИМІ ЗБУДЖЕННЯ ГІБРИДНИХ ОБ'ЄМНО- ПОВЕРХНЕВИХ МОД	ТЦ 96		
4.1 Посилення біжучої гібридних об'ємно-поверхневих хвилі в структурі з неоднорідною гребінкою	97		
4.1.1 Загальні проблеми, що мають бути вирішені при створені ТГц підсилюва і вибір структури підсилювача	ачів, 97		
4.1.2 «Холодне» моделювання»	100		
4.1.3 Аналіз підсилення біжучої хвилі	103		
4.1.4 Результати експериментальних досліджень	107		
4.2 Моделювання режиму багатохвильового випромінювання Сміта-Парселла при збудженні гібридних об'ємно-поверхневих мод у структурі з подвійною			
неоднорідною гребінкою та діелектричним шаром	113		
4.2.1 Досліджувана структура	113		
4.2.2 Аналіз дисперсійних властивостей структури	115		
4.2.3 Збудження випромінювання одиночним згустком електронів	121		
4.2.4 Самозбудження коливань неперервним електронним потоком	129		
4.2.5 Вплив похибок виготовлення елементів структури на ефективність генер при збудженні гібридних об'ємно-поверхневих мод	ації 136		
Висновки до розділу 4	139		
ВИСНОВКИ	141		
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	145		
Додаток А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ 157			

14

#### ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ І СИМВОЛІВ

ТГц – терагерцовий

ДПЯ-ЯМР – динамічна поляризація ядер в ядерному магнітному резонансі

- ЛЗХ лампа зворотної хвилі
- ЛБХ лампа біжучої хвилі
- ГДВ генератор дифракційного випромінювання
- КРВ клистрон с розподіленою взаємодією
- МЦР мазер на циклотронному резонансі
- ПІД пропорційно-интегрально-діференційний
- ФАПЧ фазове автопідстроювання частоти
- ВЕП вакуумний електронний прилад
- ЕОС електронно-оптична система
- ШІМ широтно-імпульсна модуляція
- ККД коефіцієнт корисної дії
- ХПП-хвилевідно-променевий перехід
- 2D двовимірний
- **3D** тривимірний
- ОПМ об'ємно-поверхнева мода
- ПППП поверхневий псевдоплазмон-поляритон
- PIC particle-in-cell
- PEC perfect electric conductor

#### ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Виходячи з проблем сучасних досліджень у фундаментальній і прикладній фізиці, біології, медицині, хімії, матеріалознавстві та інших галузях, можна впевненно сказати, що вкрай важливими й актуальними є сучасні підходи до вирішення проблеми так званого «ТГц провалля», тобто відсутності компактних ефективних генераторів і підсилювачів електромагнітних хвиль з достатніми рівнями потужності та перестроюванням частоти у широких смугах. Зокрема, в субТГц та ТГц діапазонах, що поширюються від 0,1 ТГц до 10 ТГц, можна виділити три сучасних класи приладів: квантові генератори, електронновакуумні прилади та напівпровідникові джерела. Кожен з цих класів приладів має свої переваги і недоліки у порівнянні з іншими, але кожен з таких приладів має суттєві обмеження або в рівнях вихідної потужності, або в ширині робочого частотного діапазону. Найбільші рівні вихідної потужності діапазоні 0,11 ТГц вакуумні мають електронні прилади В на магнітогальмівному випромінюванні, мазери на циклотронному резонансі, які здатні в субТГц діапазоні генерувати потужності більше 1 МВт у безперервному режимі. Однак основними недоліками таких приладів є потреба в габаритних надпровідних магнітних системах, вузький діапазон частоти, а також суттєві технологічні труднощі перестроювання V виготовленні циліндричних резонаторів високочастотних приладів, що повинні забезпечити прецизійне налаштування на визначену частоту.

Для задач, де достатні рівні потужності лежать у діапазоні до декількох Ватт, перспективними є компактні джерела на випромінюванні Вавілова-Черенкова, Сміта-Парсела та перехідному випромінюванні. Найбільші діапазони перестроювання частоти мають прилади на ефекті Вавілова-Черенкова, такі як лампа зворотної хвилі (ЛЗХ) та її потужний різновид, клинотрон. Застосування приладів цього класу в практичних задачах, таких як спектроскопія, діагностика плазми тощо вимагає високостабільної генерації впродовж експериментів тривалістю в декілька годин та більше, а також одномодового випромінювання в вихідному тракті генератора для його подальшого перетворення в моди квазіоптичної лінії передачі. Оскільки простор взаємодії таких приладів стає суттєво над розмірним, починаючи вже з субТГц діапазону, виникає потреба у розробці конструкцій приладів з ефективним перетворенням мод, що збуджуються в сповільнювальних системах електронними пучками, в моди вихідних хвилеводів, які також зазвичай є надрозмірними. З точки зору забезпечення високостабільної генерації в клинотронах, де щільний стрічковий електронний пучок осідає на гребінку, необхідно дослідити вплив теплових ефектів на параметри випромінювання в довготривалих режимах роботи.

В ТГц діапазоні постає необхідність у дослідженні нових режимів, таких як збудження гібридних об'ємно-поверхневих хвиль, що має переваги для генерації та посилення електромагнітних хвиль через відносно низьку чутливість до омічних втрат, високу ефективність надрозмірного виводу випромінювання, однорідний розподіл ВЧ поля по ширині гребінки тощо.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційну роботу було виконано у відділі вакуумної електроніки Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України (IPE ім. О. Я. Усикова НАН України). Робота відповідає напрямку наукових досліджень – фізика та астрономія, що затверджено постановою Міністерства освіти і науки України №502 від 30.05.2022 р. Дослідження за темою дисертаційної роботи було відповідно здійснено ДО плану таких держбюджетних науково-дослідних робіт ІРЕ ім. О. Я. Усикова HAH України:

1. «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).

2. «Розробка нових методів і засобів отримання інформації про фізичні характеристики природних середовищ, їх структурних неоднорідностей, поверхонь розподілу та окремих об'єктів за даними дистанційного зондування і радіолокації» (шифр «Сенсорика-3», номер держреєстрації 0121U100697, термін виконання 2021–2023 роки).

3. «Розробка нових методів і засобів отримання інформації про фізичні характеристики природних середовищ, їх структурних неоднорідностей, поверхонь розподілу та окремих об'єктів за даними дистанційного зондування і радіолокації» (шифр «Сенсорика-4», номер держреєстрації 0124U000770, термін виконання 2024–2026 роки).

4. «Методи моделювання дифракційного випромінювання, поширення та генерації електромагнітних хвиль гігагерцового та терагерцового діапазонів частот за наявності метаматеріалів та графеноподібних 2D-матеріалів» (шифр «Орнатус», номер держреєстрації 0125U000468, термін виконання 2025–2029 роки).

<u>Мета і завдання дослідження.</u> Метою даної дисертаційної роботи є встановлення оптимальних режимів роботи клинотронів субТГц і ТГц діапазонів з урахуванням теплових навантажень на елементи гребінки та визначення умов одномодового вихідного випромінювання, а також знайдення нових режимів генерації та підсилення коливань у черенковських приладах з підвищенним рівнем потужності для просунення в більш високочастотний діапазон.

Для досягнення поставленої мети було розв'язано такі наукові задачі:

1. Проведення експериментальних досліджень залежностей параметрів випромінювання клинотронів субТГц і ТГц діапазонів від транспортування інстенсивних стрічкових електронних пучків у просторі взаємодії приладу.

2. Визначення геометрії електродинамічної системи клинотрона ТГц діапазону з метою забезпечення одномодового вихідного випромінювання та його узгодження з лінією передачі енергії як у надрозмрному хвилеводі, так і у квазіоптичній лінії.

3. Вивчення можливості створення ефективного підсилювача електромагнітних хвиль субТГц і ТГц діапазонів в режимі збудження гібридних об'ємно-поверхневих мод.

4. Числове моделювання черенковського генератора з шаром діелектрика та біперіодичною гребінкою для формування окремо зворотного зв'язку та виводу енергії випромінювання.

5. Створення та числове моделювання резонансних структур задля забезпечення додаткового зворотного зв'язку в черенковському генераторі з шаром діелектрика та біперіодичною гребінкою з елементами зовні вакуумної конструкції.

<u>Об'єкт дослідження</u> – процеси електронно-хвильової взаємодії в надрозмірних електродинамічних системах черенковських приладів субТГц і ТГц діапазонів.

<u>Предмет дослідження</u> – електромагнітне поле, що збуджується інтенсивним стрічковим електронним пучком у надрозмірних електродинамічних системах черенковських приладів субТГц та ТГц діапазонів.

Методи дослідження. Параметри електронно-хвильової взаємодії визначалися в результаті спільного чисельного інтегрування рівняння збудження і рівнянь руху електронів методами кінцевих різниць і великих частинок. Аналіз руху нерелятивістського електронного потоку проводився методом Рунге-Кутти четвертого порядку. Експериментальні результати дослідження параметрів випромінювання було отримано за допомогою класичних методів вимірювання потужності, частоти та спектра (за допомогою калориметричних і болометричних методів; гетеродину, змішувача та спектроаналізатора субТГц діапазону).

#### Наукова новизна одержаних результатів

1. Вперше визначено вплив транспортування інтенсивного стрічкового електронного потоку в електродинамічних системах клинотронів субТГц і ТГц діапазонів на умови генерації, що дозволило отримати: a) широкосмугову генерацію з помірною вихідною потужністю, або б) генерацію з максимальною потужністю в одномодовому режимі та показано фізичні причини цього явища.

2. Вперше визначено вплив теплових ефектів в електродинамічних системах клинотронів субТГц та ТГц діапазонів, в результаті осідання інтенсивного стрічкового електронного потоку, на на спектральні характеристики випромінювання. Показано, що контроль за температурою охолоджувальної рідини дозволяє реалізувати стабільність потужності випромінювання на рівні 3% та стабільність робочої частоти на рівні 5\*10<sup>-5</sup>.

3. Вперше теоретично та експериментально отримано геометрію електродинамічної системи ТГц клинотрона з підвищеною ефективністю хвилевідного виводу енергії в широкому діапазоні частот.

4. Вперше продемонстровано підсилення електромагнітних хвиль у черенковському приладі, що працює на гібридних об'ємно-поверхневих хвилях. Результати моделювання вказують на посилення слабкого сигналу до 30 дБ і майже 5% електронного ККД для структури довжиною 41 мм

W-діапазону. Експериментально отримано посилення до 12 дБ на частоті 97,95 ГГц в односекційному підсилювачі, що відповідає результатам моделювання, та продемонстровано робочу смугу частот до 2 ГГц для певної робочої напруги в діапазоні від 3,7 кВ до 3,9 кВ і струму пучка 60 мА.

5. Запропоновано конфігурацію біперіодичної гребінки, яка підтримує збудження гібридних об'ємно-поверхневих мод. Показано, що така гребінка забезпечує не тільки підвищений опір зв'язку в ТГц діапазоні, а також широкий діапазон перестроювання частоти (15–20%).

6. Запропоновано схему ΤГц генератора 3 покращеними якій електронний потік резонансно характеристиками, збуджує В випромінювання Сміта-Парселла двох порядків, при цьому дифракційний порядок, що поширюється тільки в діелектрику, використовується для зворотного зв'язку, а дифракційний порядок у вільному просторі служить вихідним випромінюванням.

<u>Практичне значення одержаних результатів.</u> На основі отриманих в дисертаційній роботі результатів теоретичних і експериментальних досліджень запропоновано та створено нові конструкції генераторів і підсилювачів на ефекті Вавілова-Черенкова у субТГц і ТГц діапазонах. Розроблено генераторну систему на основі клинотрона безперервної дії підвищеної потужності в діапазоні частот 170 ГГц – 175 ГГц і проведено експериментальні дослідження з юстування квазіоптичної лінії передачі енергії модернізованої системи діагностики колективного томсонівського розсіювання на стеллараторі Wendelstein 7-X за допомогою термографічних вимірювань.

<u>Особистий внесок здобувача.</u> Представлені в дисертаційній роботі результати теоретичних і експериментальних досліджень отримано особисто здобувачем або за його безпосередньої участі. Аналіз та інтерпретацію отриманих теоретичних і експериментальних даних здобувач проводив спільно зі співавторами публікацій та з науковими керівниками. У роботі [1] автор брав участь як у розробці конструкції підсилювача, так і в експериментальних дослідженнях параметрів підсилених електромагнітних

хвиль; у роботі [2] брав участь у розробці конструкції клинотрона та в експериментальних дослідженнях параметрів генерації; у роботі [3] брав участь у розробці модернізованої конструкції ТГц клинотрона та в експериментальних дослідженнях параметрів генерації, провів обробку отриманих результатів; у роботах [4, 5] взяв участь у розробці нових конструкцій генераторів на ефекті Вавілова-Черенкова ТГц діапазону та в моделюванні процесів збудження об'ємно-поверхневих мод у генераторах із біперіодичною гребінкою.

#### Апробація матеріалів дисертації:

Представлені в дисертації результати доповідались та обговорювались на міжнародних конференціях:

 S. Vlasenko, S. Ponomarenko, Yu. Kovshov, V. Stoyanova, A. Likhachev, S. Kishko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "The Gain Analysis of the 345 GHz Traveling-Wave Amplifier with Nonuniform Grating," 2022 47th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Delft, Netherlands, 2022, pp. 1–2,

doi: 10.1109/IRMMW-THz50927.2022.9895800

- S. Vlasenko, A. Likhachev, Yu. Kovshov, S. Kishko, V. Stoyanova, S. Ponomarenko, G. Bezrodna, T. Kudinova, Yu. Klieshchova, A. Zabrodskiy, L. Galushka, V. Zavertanniy, A. Suvorov, L. Kirichenko, A. Khudaiberganov, Yu. Arkusha, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "High Performance Dispenser Cathode for the THz Clinotron Tubes," 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 2022, pp. 234–237, doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037142
- S. Ponomarenko, D. Moseev, T. Stange, T. Windisch, S. Vlasenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, H. P. Laqua, "Radiation Pattern Measurements of Corrugated Horn Antenna for 175 GHz CTS Diagnostics at Wendelstein 7-X," 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 2022, pp. 242–245, doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037162

- E. Khutoryan, S. Vlasenko, 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), Ukraine, 2022, pp. 238–241, doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037038
- S. Ponomarenko, A. Likhachev, S. Vlasenko, Yu. Kovshov, E. Khutoryan, V. Stoyanova, S. Kishko, A. Zabrodskiy, A. Kuleshov, "Regime of Traveling Wave Amplification in the Oversized Circuit with Nonuniform Grating," 2022 23rd International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Monterey, CA, USA, 2022, pp. 500–501, doi: 10.1109/IVEC53421.2022.10292395
- 6. Ю. Ковшов, С. Власенко, С. Кишко, С. Пономаренко, Е. Хуторян, О. Кулешов, Й. Татематсу, М. Тані, «Моделювання електронно-хвильової взаємодії в трьох-секційному підсилювачі біжучої хвилі з неоднорідною гребінкою ТГц діапазону частот», Міжнародна конференція «Ужгородська школа з атомної фізики та квантової електроніки» до 100-річчя від дня народження професора Івана Прохоровича Запісочного, Ужгород, 26–27 травня 2022, с. 89–93.
- S. Vlasenko, S. Ponomarenko, E. Khutoryan, S. Kishko, A. Zabrodskiy, A. Kuleshov, "Sub-THz CW Clinotron Cavity Design," 2023 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Chengdu, China, 2023, pp. 1–2, doi: 10.1109/IVEC56627.2023.10156940
- S. Vlasenko, Yu. Kovshov, A. Likhachev, Yu. Arkusha, E. Khutoryan, S. Steshenko, S. Kishko, S. Ponomarenko, A. Kuleshov, "Operational Characteristics of the 330 GHz Continuous-Wave Clinotron with Modified Cavity," 2024 Joint International Vacuum Electronics Conference and International Vacuum Electron Sources Conference (IVEC + IVESC), Monterey, CA, USA, 2024, pp. 1–2, doi: 10.1109/IVECIVESC60838.2024.10694969
- A. Kuleshov, E. Khutoryan, S. Vlasenko, S. Kishko, S. Ponomarenko, M. Tani,
  Y. Tatematsu, "Recent Advances in THz Clinotrons," 2024 49th International

Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Perth, Australia, 2024, pp. 1–2, doi: 10.1109/IRMMW-THz60956.2024.10697558

<u>Публікації.</u> За матеріалами дисертаційної роботи опубліковано 5 статей і 9 тез презентацій на конференціях.

<u>Структура й обсяг дисертації.</u> Дисертація складається з анотації, вступу, 4 розділів, висновків, переліку літературних джерел і 1 додатка. Загальний обсяг дисертаційної роботи становить 159 сторінок, включаючи 73 рисунки і 2 таблиці. У роботі використано 118 бібліографічних посилань.

#### **РОЗДІЛ 1**

## КОМПАКТНІ ВАКУУМНІ ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ НА ЕФЕКТІ ВАВІЛОВА-ЧЕРЕНКОВА СУБТГЦ І ТГЦ ДИАПАЗОНІВ

#### 1.1 Компактні вакуумні електронні прилади субТГц і ТГц діапазонів

випромінювання застосовується ТГц широко y різноманітних прикладних задачах у біології та медицині, матеріалознавстві, фізиці плазми, радіолокації, зв'язку тощо [1-3]. Ці застосування вимагають надійних, компактних, частотно перестроюваних джерел та підсилювачів з вихідною потужністю від міліват до декількох ват, а також прийнятної стабільності випромінювання і якості спектра. Твердотільні прилади залишаються обмеженими у вихідній потужності і діапазоні перестроювання частоти в субТГц області. Як наслідок, вакуумні електронні прилади  $(BE\Pi)$ продовжують домінувати в діапазоні частот до 1 ТГц [4]. Мазери на циклотронному резонансі, а саме гіротрони, є найпотужнішими і відносно компактними генераторами в діапазоні частот від 100 ГГц до 1 ТГц. Гіротрони з мегаватними рівнями потужності широко використовуються в системах нагріву плазми, тоді як прилади середньої потужності знайшли застосування в обробці матеріалів, спектроскопії ядерного магнітного резонансу з динамічною поляризацією ядер (ЯМР-ДПЯ) та інших застосунках [5–8]. Однак гіротрони безперервної дії потребують коштовних і громіздких надпровідних магнітів, що разом з великими габаритами приладів і вузьким діапазоном перестроювання частоти відносять до їх основних недоліків [8]. Більш того, біологічні застосування у спектроскопії ЯМР-ДПЯ потребують міліватного рівня потужності ТГц випромінювання, тож компактні ВЕП, такі як клістрони та генератори з тривалою взаємодією [5], зворотної хвилі (ЛЗХ) [9], клинотрони [10–11], генератори лампи дифракційного випромінювання (ГДВ) і оротрони [12–14] найкраще

підходять для перерахованих вище застосувань з малою і середньою потужністю. ВЕП на черенковському випромінюванні є потужними та ефективними в мікрохвильовому діапазоні, але стикаються з низкою перешкод для ефективної роботи в ТГц діапазоні [14].

Багато практичних застосувань, включаючи спектроскопію, вимагають спектральної лінії ТГц випромінювання і вузької ширини високої довготривалої стабільності генерації [15]. Впровадження зовнішніх контурів зворотного зв'язку, таких як фазове автопідлаштування частоти (ФАПЧ) або пропорціонально-інтегрально-диференціальний (ПІД) алгоритм У високовольтних системах живлення, значно покращує як якість спектра так і стабільність генерації ТГц ВЕП [16–18]. Зокрема, дослідження впливу пульсацій прискорювальної напруги електронного пучка на розширення спектральної лінії випромінювання в ТГц клинотронах визначило вимоги до стабільності високовольтних джерел живлення [15,18].

Резонатор поверхневих регулярною гребінкою ХВИЛЬ 3 використовується у ВЕП, таких як резонансні ЛЗХ та їх модифікації, зокрема [10]. Покращення взаємодії інтенсивного стрічкового клинотрони електронного пучка з електромагнітною хвилею у резонаторі поверхневих хвиль клинотрона досягається шляхом нахилу товстого електронного пучка до поверхні гребінки у фокусуючому магнітному полі зі слабкою неоднорідністю [19–21].

Застосування традиційної теорії клинотронів [21–23] до приладів ТГц діапазону призводить до нерезонансної поведінки, спричиненої сильним ослабленням поверхневих хвиль через високі омічні втрати. Однак це суперечить результатам експериментальних досліджень ТГц клинотронів [21, 24]. Було зроблено припущення, що резонансні властивості зберігаються в ТГц діапазоні завдяки трансформації мод на кінцях гребінки у просторі взаємодії, що збуджує об'ємні моди, які є менш чутливими до омічних втрат. Цe припущення було підтверджене строгою «холодною» теорією, розробленою в роботах [25-26], що також дозволило оптимізувати

електродинамічну систему ТГц клинотронів для забезпечення одномодового випромінювання в надрозмірному вихідному хвилеводі.

З метою подолання проблеми високих омічних втрат і низької ефективності хвилевідного виводу у стандартній конструкції клинотрона у ТГц діапазоні було запропоновано роботу на гібридних об'ємно-поверхневих модах, що збуджуються в електродинамічній системі з біперіодичною гребінкою і відбивачем [27]. Об'ємна хвиля, яка менш чутлива до омічних втрат, використовується для зворотного зв'язку і виводу випромінювання, тоді як поверхневий псевдоплазмон-поляритон забезпечує високий коефіцієнт зв'язку між пучком і хвилею [28].

#### 1.2 ЛЗХ-клинотрони мм і субмм діапазонів

ЛЗХ засновано на індукованому черенковському випромінюванні електронного пучка, що рухається вздовж поверхні сповільнювальної системи, яка є періодичною структурою типу спіралі, петляючого хвилеводу, гофрованого хвилеводу, драбинки, гребінки тощо [9, 29, 30]. В одній з традиційних схем мікрохвильової ЛЗХ стрічковий електронний пучок взаємодіє з поверхневою електромагнітною хвилею гребінки [31]. Амплітуда електромагнітного поля поверхневої хвилі експоненціально спадає з віддаленням від поверхні гребінки. Отже, в міліметровому діапазоні ефективна електронно-хвильова взаємодія відбувається на відстані менше 100 мкм від поверхні гребінки в «ефективному» шарі електромагнітного поля, що накладає обмеження на товщину електронного пучка [32].

У 1950-х роках науково-дослідні роботи з розробки компактних ЛЗХ, що забезпечують потужність генерації у декілька ватт у безперервному режимі у міліметровому діапазоні, привели до винайдення клинотрона в Інституті радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України [10]. Винахідники клинотрона запропонували використовувати товстий стрічковий електронний пучок, що рухається під малим кутом нахилу до поверхні сповільнювальної системи – гребінки [33]. Застосування товстого електронного пучка у просторі взаємодії клинотрона в поєднанні з сильними відбиттями поверхневої електромагнітної хвилі від кінців гребінки (формування резонатора поверхневої хвилі [34]) дозволило досягти рівнів вихідної потужності до 30 Вт у 8 мм діапазоні і до 10 Вт у 3 мм діапазоні [21, 35]. Однак подальше збільшення частоти генерації призводить до різкого зменшення вихідної потужності приладів. Клинотрони зі стандартною конструкцією у безперервному режимі роботи здатні виробляти до 0,7 Вт на частоті 200 ГГц і до 100 мВт на частотах вище за 300 ГГц [11, 15, 36, 37].

Клинотрон складається з простору взаємодії зі сповільнювальною системою (гребінка у хвилеводі), електронної гармати діодного типу з термоелектронним катодом для формування інтенсивного стрічкового електронного пучка, хвилевідного виводу енергії, систем водяного охолодження та магнітного фокусування, як показано на рис. 1.1.



Рисунок 1.1 – Схема конструкції клинотрона

Початкова теоретична модель електронно-хвильової взаємодії в клинотроні була подібна до двовимірної теоретичної моделі ЛЗХ зі сповільнювальною системою типу «гребінка у хвилеводі». Параметри гребінки і швидкість електронного пучка визначалися з перетину аналітичної дисперсійної кривої з лінією електронного пучка згідно з черенковським клинотронів синхронізмом [10. 21]. Експериментальні дослідження міліметрового діапазону винахідникам сформулювати дозволили оптимальний фазовий зсув на період гребінки, який змінюється від 0,6<sup>π</sup> у 8 мм діапазоні до  $0,4\pi$  в субміліметровому діапазоні довжин хвиль. Цей фазовий зсув є компромісом між опором зв'язку електронного пучка і поверхневої хвилі та ослабленням хвилі, спричиненим омічними втратами [10]. Теоретичне моделювання клинотронів як резонансних приладів у одноелектронному наближенні, включаючи оцінки ефекту просторового заряду, було використано для вивчення пускових режимів, стаціонарних режимів коливань, діапазонів перестроювання частоти та ефектів насичення [19, 22, 32]. Для моделювання процесу електронно-хвильової взаємодії в клинотроні було розроблено числову модель, що досліджує тривимірний рух частинок у слабко неоднорідному магнітному полі (що впливає на юстування електронного пучка в полі поверхневої хвилі) і враховує шорсткість поверхні та тепловий нагрів елементів гребінки (що впливає на омічні втрати хвилі) [38]. Застосування електронно-оптичної системи 3 несиметричним розташуванням емітера катоду відносно до аноду дозволило отримати оптимальний розподіл повздовжніх швидкостей електронів уздовж товщини збільшило вихідну потужність клинотрона ЩО значно [39]. пучка, Запропонована теоретична модель клинотрона, що враховує відбиття і трансформацію поверхневих повільних мод у швидкі завдяки матрицям розсіювання, допомогла виявити резонансну поведінку потужності генерації у робочому діапазоні частот навіть у випадках сильного ослаблення поверхневих мод [25].

Конструкція ТГц клинотрона включає в себе електронно-оптичну систему з термоелектронним катодом, що формує інтенсивний стрічковий електронний пучок, простір взаємодії у вигляді гребінки всередині хвилеводу, хвилевідний вивід енергії та систему водяного охолодження, як схематично показано на рис. 1.1. ТГц клинотрони пакетовані в системи з постійних магнітів з індукцією 1 Тл для фокусування інтенсивного стрічкового електронного пучка, на відміну від приладів міліметрового діапазону, де використовується компактна магнітна система з індукцією 0,35 Тл [20, 38]. Системи з постійних магнітів, що використовуються для фокусування електронного пучка в просторі взаємодії клинотрона, складаються з секторних елементів з рідкоземельних матеріалів, таких як SmCo або NdFeB, зібраних у магнітопроводі з феромагнітного матеріалу [20, 21]. Конструкція магнітопроводу оптимізується за допомогою програм розрахунку магнітостатичних полів, таких як Poisson-Superfish [40], CST Studio Suite [41] та інші.

Традиційна конструкція ТГц клинотрона відрізняється від конструкції приладу міліметрового діапазону в основному параметрами гребінки, тоді як перерізи простору взаємодії та електронного пучка залишаються однаковими [38]. Зазвичай для виведення енергії в ТГц клинотронах використовується хвилевід з перерізом 3,6 мм\*1,8 мм.

Період гребінки змінюється від 0,6 мм для клинотронів 8 мм діапазону, що працюють у діапазоні прискорювальних напруг від 1 кВ до 2 кВ, до 0,06 мм для клинотронів, що працюють в діапазоні частот 500-550 ГГц [10]. Гребінки клинотронів міліметрового та ТГц діапазонів виготовляють за допомогою механічної обробки на фрезерному обладнанні з числовим програмним керуванням або методом електроерозійної обробки [10, 42]. В роботі [42] шорсткість поверхні елементів гребінок, виготовлених різними методами, було досліджено методами оптичної мікроскопії для оцінки високочастотних омічних втрат поверхневої хвилі, що поширюється вздовж сповільнювальної системи клинотрона. Шорсткість поверхні гребінки, виготовленої електроерозійним хімічним методом подальшим 3 поліруванням, становить кілька мікрон, що значно перевищує глибину скіншару в міді на ТГц частотах [42].

У ТГц клинотронах використовується електронно-оптична система діодного типу з термоелектронним катодом для формування стрічкового електронного пучка з типовим перерізом 2,5 мм\*0,14 мм, що забезпечує струм пучка до 200 мА в діапазоні прискорювальних напруг до 6 кВ, що відповідає максимальній густині струму до 55 А/см<sup>2</sup> [21]. Система водяного охолодження з регулюванням температури розрахована на забезпечення витрати води до 2 л/хв, що відводить тепло від тіла деталі гребінки та колектора [35].

Робочі характеристики клинотронів міліметрового і ТГц діапазонів наведені в таблиці 1. Ефективність приладів падає з частотою від приблизно 15% у 8 мм діапазоні до менш ніж 0,01% на частотах вище 0,3 ТГц.

Тип приладу	Діапазон	Потужність	Магнітне
	частот, ГГц	генерації, Вт	поле, Тл
Клинотрон-8	35 - 38	25	0.35
Клинотрон-4	70 - 78	10	0.35
Клинотрон-3	88 - 100	5	0.35
Клинотрон-2	125 - 140	2	0.35
Клинотрон-175	163 – 177	1.2	1
Клинотрон-200	185 - 205	0.8	1
Клинотрон-260	240 - 265	0.3	1
Клинотрон-300	275 - 305	0.15	1
Клинотрон-340	320 - 355	0.1	1
Клинотрон-400	350 - 405	0.05	1

Таблиця 1 – Типові параметри ЛЗХ-клинотронів розроблених в ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України Діапазони перестроювання частоти клинотронів, наведених у таблиці 1, складаються з декількох зон генерації з резонансною поведінкою як вихідної потужності, так і робочої частоти, розділених зонами запирання [10, 21]. У міліметровому діапазоні ці залежності можуть бути точно описані в термінах резонатора поверхневої хвилі з добротністю поверхневої моди менше 100 [10, 43]. У ТГц діапазоні резонансна поведінка зумовлена, головним чином, відбиттям і трансформацією поверхневих повільних мод у швидкі в електродинамічній системі клинотрона, в той час як згасання поверхневих хвиль є набагато більшим [25].

Одними із важливих параметрів генераторів для практичних застосувань є спектральні характеристики випромінювання. Ширина спектральної лінії випромінювання ЛЗХ-клинотрона залежить від крутизни перестроювання зоні генерації, електронного V яка визначається резонансними властивостями електромагнітної системи, а також від розкиду швидкостей електронів пучка [15]. Розкид швидкостей електронів пучка є результатом багатьох параметрів, таких як ефект електростатичної лінзи, сили просторового заряду, шорсткість поверхні емітера, тиск залишкового в просторі взаємодії, вторинна електронна емісія (спричинена газу бомбардуванням електронним пучком сповільнювальної системи), пульсації прискорювальної напруги тощо [15]. Результати експериментальних досліджень параметрів генерації клинотронів у діапазоні частот 150–400 ГГц продемонстрували, що ширина спектральної лінії випромінювання не перевищує 1 МГц у випадку максимальної вихідної потужності та нестабільності прискорювальної напруги кращої за 10<sup>-5</sup> [15].

# 1.3 Вакуумні електронні прилади на гібридних об'ємно-поверхневих хвилях

Власними модами відкритої біперіодичної гребінки є витічні хвилі, чия гребінки енергія поширюється вздовж поверхневою гармонікою (поверхневим псевдоплазмоном-поляритоном  $\Pi\Pi\Pi\Pi\Pi$ i одночасно випромінюється у вільний простір як витічна хвиля [10,27,28,44,45]. Дисперсію такої відкритої структури показано на рис. 1.2 у вигляді пунктирної кривої, що існує в областях чистих поверхневих та витічних хвиль. Рефлектор над гребінкою утворює закритий хвилевід з об'ємними модами. Перетин кривих, що відповідають об'ємним і витічним модам, є областю, де відбувається взаємодія мод, як показано на рис. 1.2.



Рисунок 1.2 – Біперіодична гребінка (а) у тривимірному відкритому хвилеводі (б); дисперсії, що відповідають відкритому (штрихові криві) і закритому (суцільні криві) хвилеводам (в). Період *l*=70 мкм, глибина канавок *h*=90 мкм та *h*<sub>3</sub>=120 мкм



Рисунок 1.3 – Розподіли поля власних мод: (а) об'ємні моди (позначені як А на рис. 1.2), (б) гібридні ОПМ (позначені як В на рис. 1.2), (в) поверхневі моди (позначені як С на рис. 1.2)

Фізичне явище взаємодії мод полягає у відбитті витічної хвилі від рефлектора до гребінкі, що спричиняє резонансне збудження ПППП [27, 45]. Тому така власна мода трансформується в гібридну об'ємно-поверхневу моду (ОПМ). Розподіл поля гібридної ОПМ, як показано на рис. 1.3, свідчить, що енергія хвилі переноситься як поверхневими так і об'ємними гармоніками, що відрізняється від випадку власної чисто об'ємної або поверхневої моди. У випадку, коли енергія об'ємних і поверхневих хвиль ОПМ поширюється в протилежних напрямках, групова швидкість може стати нульовою [44].

тривимірне Двовимірне та моделювання електронно-хвильової забезпечення MAGIC взаємодії за допомогою програмного [46] продемонструвало переваги генерації ТГц випромінювання y

черенковському генераторі на основі гібридних ОПМ [27, 28]. Результати «гарячого» моделювання розподілу ВЧ поля, продемонстровані на рис. 1.4, добре узгоджуються з результатами "холодного" моделювання. Зокрема, це стосується кута випромінювання, частоти і потоку потужності поверхневих і об'ємних гармонік. Зa результатами «гарячого» моделювання ККД електронно-хвильової взаємодії склала декілька відсотків на частотах близьких до 0,6 ТГц за провідності матеріалу гребінки  $\sigma$ =1.7\*10<sup>7</sup> См/м. Це стало можливим завдяки високому опору зв'язку, притаманному ПППП, і відносно високій добротності, притаманній об'ємним модам. Зворотний зв'язок на зворотній об'ємній хвилі відносно мало чутливий до омічних втрат, які є серйозною перешкодою для ефективної роботи ТГц ВЕП [10, 42, 45].



Рисунок 1.4 – «Гаряче» моделювання двовимірних розподілів коливань (*H<sub>x</sub>* компонента) на частоті 0,628 ТГц, збуджених за прискорювальної напруги *U*=17,8 кВ та струмі пучка *I*=200 мА

Ще більше переваг роботи на гібридних ОПМ було виявлено при дослідженні тривимірної геометрії. Розподіл ВЧ поля в перерізі над гребінкою (y=0), що відповідає рис. 1.3, показано на рис. 1.5. Синхронна з електронним пучком гармоніка має однаковий розподіл у випадку чисто об'ємного (рис. 1.5.а) або поверхневого (рис. 1.5.в) режиму. Для знаходження розподілу синхронної гармоніки гібридної ОПМ використано розкладання ВЧ поля за теоремою Флоке для (y=0):

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

де  $A_n(x)$  можна знайти за допомогою зворотного перетворення Фур'є.



Рисунок 1.5 – Розподіл  $E_z$  компоненти мод у електродинамічній системі з гребінкою шириною 2 мм (y=0): (а) об'ємна мода (позначена як A на рис. 1.3), (б) гібридна ОПМ (позначена як B на рис. 1.3), (в) поверхнева мода (позначена як C на рис. 1.3)

З рис. 1.6 видно, що розподіл синхронної гармоніки є досить рівномірним вздовж ширини гребінки, тоді як розподіл об'ємної гармоніки є нерівномірним через фокусувальні властивості верхнього відбивача. Таким чином, взаємодія широкого електронного пучка є ефективною з гібридною ОПМ з однорідним розподілом поля. Основна мода з однією варіацією поперек гребінки ( $n_x=1$ ) має вищу добротність ніж вищі поперечні моди ( $n_x>1$ ), що забезпечує одномодовий режим роботи у широкій смузі частот.
Для збільшення опору зв'язку електронного пучка з хвилею запропоновано схему подвійної гребінки, в якій у верхній гребінці з'являються щілини з періодом  $l_{up}=3l$  (рис. 1.7). Дисперсійний аналіз такої структури (рис. 1.7.а) показує, що діапазон перестроювання частоти подвійної гребінки значно ширший, ніж у випадку одинарної гребінки (зображеної на рис. 1.2). Розподіл власного поля, зображеного на рис. 1.7.6, свідчить як про збудження гібридних ОПМ, так і про підвищену напруженість поля в області електронного пучка.



Рисунок 1.6 – Розподіл синхронної та об'ємної гармонік у (1) по гребінці шириною 2 мм (у=0)

Експериментальне дослідження збудження гібридних ОПМ у режимах генерації та підсилення хвиль проведено на лабораторних макетах клинотронів у діапазоні частот 90-140 ГГц [44]. На рис. 1.8.а наведено схему лабораторного макету приладу, який має три виводи енергії, що відповідають випромінюванню об'ємної хвилі по нормалі до гребінки та двом напрямкам виводу (прямому і зворотному) випромінювання поверхневої та об'ємної хвиль.



Рисунок 1.7 – Дисперсія закритого хвилеводу з подвійною біперіодичною гребінкою (а) і розподіл ВЧ поля власної моди, що відповідає точці "1" дисперсії (б)



Рисунок 1.8 – Схема конструкції лабораторного макету приладу (а), фоторафія гребінки (б) з параметрами: малий період l=280 мкм, глибина регулярної канавки h=600 мкм, глибина канавки великого періоду  $h_3=680$  мкм. Результати вимірювань частоти генерації у залежності від хвильового числа представлено разом з кривими двовимірної холодної дисперсії (в) [44]

Робочий діапазон прискорювальної напруги становив 2-4 кВ, струм електронного пучка не перевищував 150 мА. Коливання з вихідною потужністю 1-2 Вт спостерігалися в діапазоні частот 92 -100 ГГц. Результати вимірювань частоти генерації показані точками поряд з двовимірними холодними розрахунками дисперсійної характеристики на рис. 1.8.в. Кут випромінювання об'ємної гармоніки становить 0-15° відповідно до дисперсії, що добре узгоджується з детектованими сигналами на виході у верхній стінці і на виході прямої хвилі. Режими збудження гібридних ОПМ, як показано на дисперсії, були чітко виявлені через дифракційний вивід у верхній стінці, призначений для детектування об'ємних хвиль. На данний час в Інституті радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України проводиться розробка експериментальних макетів генераторів ТГц діапазону.

Як зазначалося, вищі поперечні моди (з кількома варіаціями по ширині гребінки  $n_x>1$ ) не можуть конкурувати з основною модою через малу дифракційну добротність. Однак їхня взаємодія стає можливою, оскільки вони не є ортогональними у відкритому резонаторі. Завдяки симетрії структури, модами, які можуть взаємодіяти з основною ( $n_x=1$ ) є моди з непарними  $n_x$ . Тривимірну дисперсію двох перших мод ( $n_x=1$  і  $n_x=3$ ) представлено на рис. 1.9.

Як видно на рис. 1.9 видно, що крім взаємодії між об'ємною та поверхневою модами з однаковим  $n_x$  (двовимірний ефект) існує взаємодія мод, зумовлена тривимірною конфігурацією. При перетині кривих, що відповідають об'ємним і поверхневим модам з однаковим поперечним індексом  $n_x$  (які існують далеко від точки перетину кривих), гібридні ОПМ з'являються так, як це було продемонстровано у двовимірному випадку. На перетині декількох (більше двох) кривих, що відповідають об'ємним і поверхневим модам з однаковим голови випадку. На перетині декількох (більше двох) кривих, що відповідають об'ємним і поверхневим модам з однаковим поперечним індексом ла су вовимірному випадку. На перетині декількох (більше двох) кривих, що відповідають об'ємним і поверхневим модам з різними  $n_x$ , збуджується складна тривимірна гібридна ОПМ.



Рисунок 1.9 – Дисперсія мод з  $n_x=1$  і  $n_x=3$ . Ширина гребінки 2 мм, інші параметри біперіодичної гребінки збігаються з двовимірною системою, зображеною на рис. 1.2. Нормовану на омічні втрати верхнього дзеркала дифракційну добротність  $\tilde{Q}_d = \frac{P_{oh}}{P_{diff}}$  разом з розподілом  $H_x$  компоненти поля наведено для декількох точок на дисперсії.

Трансформацію просторового розподілу поля у випадку взаємодії мод з різними *n<sub>x</sub>* продемонстровано на рис. 1.10.

Таким чином, розглянута структура з біперіодичною ґребінкою, розміщеною у тривимірному хвилеводі, демонструє різноманітність можливих випадків взаємодії мод, включаючи зв'язок об'ємних і поверхневих хвиль з різною кількістю варіацій уздовж ширини гребінки. Розглянута тривимірна взаємодія мод може погіршити характеристики генератора на відповідних частотах через збільшення дифракційних втрат. Оскільки розглянутий ефект виникає через складний просторовий розподіл об'ємної хвилі, який визначається кривизною верхнього рефлектора, його оптимізація може суттєво послабити взаємодію мод з різними *n<sub>x</sub>*. Проведене

моделювання показало, що зі збільшенням радіуса кривизни рефлектора зменшується як добротність гібридних ОПМ з однаковим *n<sub>x</sub>*, так і взаємодія між модами з різними *n<sub>x</sub>*. Цей факт, викликаний фокусуювальними властивостями рефлектора, що впливає на профіль об'ємної хвилі, дозволяє досягти компромісу між високою добротністю на конкретних частотах і широким діапазоном перестроювання частоти.



Рисунок 1.10 – Трансформація розподілів поля власних мод (*H<sub>x</sub>* компонента), що відповідають взаємодіючим гібридним ОПМ з декількома варіаціями поля вздовж ширини гребінки: *n<sub>x</sub>*=1, *n<sub>x</sub>*=3 та *n<sub>x</sub>*=5

#### Висновки до розділу 1

З наведеного огляду сучасного стану розробок компактних генераторів та посилювачів субТГц і ТГц діапазонів можна зробити висновок, що проблема «ТГц провалля» залишається актуальною. Клинотрони, які є потужним різновидом **ЛЗХ**, € перспективними генераторами ДЛЯ фундаментальних досліджень та практичних задач у галузях, де необхідно забезпечити середні рівні потужності з можливістю перестроювання частоти в широких діапазонах. Постає необхідність у дослідженні довготривалої стабільності параметрів генерації клинотронів особливо з урахуванням теплових еффектів, пов'язаних з осіданням щільних електронних пучків на елементи сповільнювальної системи. Також необхідно дослідити питання ефективного перетворення електромагнітної хвилі, що збуджується у надрозмірному просторі взаємодії клинотрона, в фундаментальну моду вихідного хвилеводу, що дозволить подальшу ефективну трансформацію такого одномодового коливання у моду квазіоптичної лінії передачі, що актуально для низки практичних застосувань в діагностиці плазми, спектроскопії тощо.

Ще одним з перспективних напрямків просування вакуумних електронних приладів на ефекті Вавілова-Черенкова у ТГц діапазоні є перехід на роботу на гібридні об'ємно-поверхневі хвилі, що мають низку переваг у порівнянні з режимами збудження поверхневих хвиль у високочастотних діапазонах, як було продемонстровано дослідниками з ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України. Режими роботи на гібридних об'ємноповерхневих хвилях потребують подальшого дослідження як для посилення елетромагнітних хвиль субТГц та ТГц діапазонів, так і для реалізації нових ефективних режимів генерації у високочастотних діапазонах.

#### **РОЗДІЛ 2**

# ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У КЛИНОТРОНІ БЕЗПЕРЕРВНОЇ ДІЇ ДІАПАЗОНУ 161–178 ГГЦ ІНТЕНСИВНИМ СТРІЧКОВИМ ЕЛЕКТРОННИМ ПОТОКОМ

Клинотрон є приладом типу резонансної лампи зворотної хвилі (ЛЗХ) зі значно збільшеними рівнями вихідної потужності за рахунок використання товстого стрічкового електронного потоку, нахиленого до поверхні гребінки, що розміщено в надрозмірному хвилеводі [47]. У клинотронах застосування стрічкового електронного пучка з типовою шириною близько 1λ в приладах міліметрового діапазону і більше  $3\lambda$  на частотах вище за 300 ГГц, де  $\lambda \in$ електромагнітної хвилі. знижує довжиною вимоги шільності ДО емісії термоелектронної катоду. Кут нахилу щоб регулюється так, забезпечити ефективну взаємодію кожного «шару» відносно товстого стрічкового пучка з полем поверхневої електромагнітної хвилі. Ефективність електронно-хвильової взаємодії додатково підвищується рахунок за використання як магнітного поля зі слабкою неоднорідністю [48], так і конфігурації [49]. несиметричної електронної гармати Відсутність мікрохвильового поглинача в просторі взаємодії біля колектору викликає не тільки сильні відбиття поверхневої хвилі, але й трансформацію поверхневої хвилі в моди вищих порядків надрозмірного хвилевода [50]. Вищі моди не взаємодіють з електронним пучком, оскільки вони не синхронні з ним, проте вони можуть резонансно збільшити амплітуду збуджуваної поверхневої хвилі за рахунок взаємних перетворень в електродинамічній системі клинотрона. Таким чином, такі переваги робочих характеристик, як поєднання значного рівня вихідної потужності та широкого діапазону перестроювання частоти, дозволяють компактним клинотронам бути гнучким рішенням для широкого спектру практичних застосувань [10].

У цьому розділі роботи наведено результати теоретичного та експериментального дослідження робочих характеристики клинотрона безперервної дії з підвищеним рівнем вихідної потужності в діапазоні частот 161–178 ГГц, який було розроблено та застосовано для юстування квазіоптичної лінії передачі енергії системи діагностики колективного томсонівського розсіювання на стеллараторі Wendelstein 7-X [51].

#### 2.1 Оксидні катоди та *L*-катоди для ВЕП на ефекті Вавілова-Черенкова

Застосування оксидних катодів у приладах на ефекті Вавілова-Черенкова, таких як ЛЗХ і клінотрони, було реалізовано для генераторів у діапазоні частот до 40 ГГц, де спад амплітуди поверхневої електромагнітної хвилі не такий сильний, як у випадку приладів міліметрового діапазону [50]. Пусковий струм традиційних клинотронів, що працюють в діапазоні частот 25-40 ГГц, становить менше 20 мА [10], що дозволяє застосовувати стрічковий електронний пучок шириною 3,5 мм і більше. В такому випадку поперечний переріз стрічкового електронного пучка становить більше 3,5\*0,2 мм<sup>2</sup>, що для струму пучка 40 мА забезпечує вимоги до густини струму пучка на катоді близько 5 А/см<sup>2</sup> і є досяжним для оксидних катодів [52]. Нами було виготовлено і випробувано декілька приладів з оксидними катодами для експериментального дослідження взаємодії пучка і хвилі в електродинамічних системах з різною геометрією і підтверджено, що такі катоди мають багато переваг, таких як низька робоча температура (900-1000°С), стабільна електронна емісія при тиску всередині трубки до 10<sup>-5</sup> торр, простота у виготовленні тощо. Такі оксидні катоди були успішно реалізовані в магнетронній інжекційній гарматі, призначеній для експериментальних низьковольтних циклотронних резонансних мазерних трубок [51,53]. Однак, як було неодноразово виявлено, емісійні властивості оксидних катодів погіршуються під час високовольтного пробою, спричиненого нагріванням

електронним пучком елементів сповільнюючої системи клинотрона. Такі явища спостерігалися для оксидних катодів, виготовлених як на вольфрамовій, так і на нікелевій основі. Фото розроблених електронних гармат на основі оксидного катода та схема генератора Черенкова зі сповільнюючою системою показано на рис. 2.1 [50].



Рисунок 2.1 – Схематичне зображення електронно-оптичної системи клинотрона [9]

З метою збільшення вихідної потужності ЛЗХ винахідники клинотрона запропонували використовувати товстий електронний пучок з досить високою інтенсивністю, який нахилений до поверхні сповільнюючої системи - гребінки [10]. Для збільшення щільності електронного пучка в модифікованій гарматі Пірса, що генерує стрічковий електронний пучок, був застосований *L*-катод. Застосування *L*-катода дозволяє отримати струм електронів до 200 мА для стрічкового електронного пучка з поперечним перерізом близько 2,5 мм\*0,2 мм [11]. Однак наша технологія збірки *L*-

катода має багато недоліків, таких як неоднорідний ріст плівок Ва, Са, Sr на пористому вольфрамі, ЩО призводить до неоднорідного розполілу електронної емісії по перерізу електронного пучка, випаровування Ва через великі отвори в об'єм приладу, що призводить до високовольтного пробою під час роботи і т.і. Одним з головних недоліків є надзвичайно короткий термін служби, який зазвичай не перевищує 500 годин роботи. Для покращення однорідності електронної емісії *L*-катода пропитка пористого вольфраму сполукою BaO, CaO та  $Al_2O_3$  проводили так само, як і у випадку з катодом В-типу [54], але з катодним резервуаром, що містив потрійний карбонат (Ba, Sr, Ca)CO<sub>3</sub> [10]. Такі L-катоди з імпрегнованим пористим вольфрамом дозволяють досягати до 30 А/см2 і вище. Це досить високе значення для L-катода було досягнуто в нашій конструкції гармати, де катодний емітер діаметром 10 мм був покритий плівкою силіційованого танталу з перерізом апертури 2,5\*0,2 мм<sup>2</sup>. У такій конструкції пористий вольфрам має прямокутну частину, зібрану всередині отвору пластини силіційованого танталу, як показано на рис. 2 [10].



Рисунок 2.2 – Конструкція *L*-катода клинотрона: (а) поверхня вольфрамового емітеру, (б) *L*-катод з маскою з силіційованого танталу, (в) схема катоду з плоским емітером, (г) схема катоду з емітером у формі паралелепіпеда, розміщеного всередині силіційованого танталу.

# 2.2 Імпрегновані W-Ba термокатоди для формування інтенсивних стрічкових електронних потоків в електронних гарматах клинотронів

Зазвичай прискорювальна напруга, що подається на електронну гармату клинотрона, лежить в межах від 1 кВ до 6 кВ, а період сповільнюючих систем зменшується від 0,6 мм для приладу К-діапазону до 0,06 мм для клинотронів, що працюють на частотах близько 400 ГГц і вище [10,21,38]. Довжина сповільнюючої системи не перевищує 20 мм, що визначається багатьма технологічними та фізичними факторами, такими як формування сильного магнітного поля з малою неоднорідністю, яке фокусує широкий стрічковий електронний пучок [21], вплив ефекту перегрупування електронів на ефективність взаємодії пучка з хвилею тощо [55]. Таким чином, для збільшення вихідної потужності клинотронів, що працюють на частотах вище 100 ГГц, де спад амплітуди поверхневої електромагнітної за експоненціальним хвилі зростає з частотою законом, необхідно застосовувати інтенсивний стрічковий електронний пучок з поперечним перерізом 2,5 мм\*0,14 мм і менше [55]. У традиційних клинотронах, що працюють на частотах вище 100 ГГц, струм електронного пучка становить до 200 мА, що відповідає густині струму пучка вище 50 А/см<sup>2</sup>. Для роботи з не нахиленим пучком особливо важливо генерувати пучок високої густини струму і правильно транспортувати його вздовж сповільнюючої системи. Таке високе значення густини електронної емісії досягається 3 катодів [52, 56. 57]. використанням імпрегнованих Для усунення нестабільності електронної емісії, спричиненої тріщинами, що виникають на поверхні пористої вольфрамової матриці та між матрицею і молібденовим тілом катода, в області емітера наносили дрібнодисперсний сферичний порошок, що складається з чистої вольфрамової фази зі сприятливою дисперсністю, як це показано на рис. 3 [58].



Рисунок 2.3 – Конструкція імпрегнованого катода клинотрона: (a) фотографія поверхні молібденового катоду з вольфрамовою матрицею емітеру, (б) схема катоду з плоским емітером, що складається зі сферичного порошку чистої вольфрамової фази зі сприятливою дисперсністю

Іншим важливим варіантом покращення роботи імпрегнованого катода є застосування електронно-променевого розжарення замість електричного резистивного нагрівача [59]. Застосування електронно-променевого розжарення знімає обмеження, пов'язані з умовами роботи компактної вольфрамової проволоки, розміщеної всередині кераміки, а також з надійним з'єднанням кераміки і корпусу катода, необхідним для передачі теплової енергії від проволоки до пористої вольфрамової матриці в діапазоні температур від кімнатної до робочої температури імпрегнованого катода, що становить понад 1200°C [59].

# 2.3 Результати теоретичних розрахунків і числового моделювання параметрів випромінювання клинотрона безперервної дії частотного діапазону 161–178 ГГц

Розрахунок параметрів електродинамічної системи клинотрона проводився з двовимірного аналізу дисперсійних характеристик

сповільнювальної системи типу гребінка у хвилеводі за допомогою методу часткових областей [38,54]. Клинотрон було розраховано на діапазон частот 155–178 ГГц у діапазоні прискорювальних напруг від 2,5 кВ до 5 кВ як показано на рис. 2.4.



Рисунок 2.4 – Дисперсійні характеристики сповільнювальної системи клинотрона діапазону частот 161–178 ГГц

За результатами розрахунків було визначено період (0,18 мм) та висоту ламелей (0,35 мм) гребінки, а також було зроблено оцінки температурних зсувів елементів гребінки, що виготовляються з безкисневої міді, у разі нагрівання ламелей гребінки від кімнатної температури до температур близьких до температури плавлення міді. З розрахунків було отримано максимально можливе подовження ламелі гребінки висотою 0,35 мм завдяки її розігріву на 1000 С, що склало 5 мкм. На рис. 2.4 зображено дві дисперсійні залежності: одна для висоти ламелі гребінки за кімнатної температури (0,35 мм) та друга для подовженої висоти ламелі (0,355 мм) завдяки розігріву на 1000 к по склало 5 мкм.

гребінки у випадку осідання електронного пучка. З розрахунків було отримано, що зсув частоти поверхневої хвилі складає 1 ГГц для випадку зазначеного максимального подовження висоти ламелі у разі взаємодії хвилі з електронним потоком з прискорювальною напругою 4,2 кВ, як показано на рис. 2.4.

Конструкцію приладу було уточнено у тривимірній моделі з урахуванням параметрів гребінки, відстані *H* від гребінки до верхньої стінки резонатора, поперечних перерізів резонатора та вихідного хвилеводу, тривимірного руху електронів, нефіксованого розподілу амплітуди поля вздовж гребінки та ефекту трансформації мод в надрозмірному резонаторі клинотрона [60]. Електронно-хвилева взаємодія моделювалася з урахуванням ефекту слабкої неоднорідності розподілу магнітного поля в просторі взаємодії з індукцією не менше 1 Тл у зазорі між полюсами [61]. Моделювання проводилося для стрічкового електронного пучка з щільністю струму 40 А/см<sup>2</sup>.

Задля підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії у клинотроні було застосовано несиметричну електронно-оптичну систему [39], як показано на рис. 2.5. Ширина емітера дорівнює ширині гребінки та складає 2,5 мм. Прицільна відстань між нижнім краєм емітера до поверхні гребінки дорівнювала 10 мкм. У несиметричній електронно-оптичній системі емітер катоду зміщено відносно вісі анодної лінзи, як показано на рис. 2.5, задля профілювання швидкостей шарів стрічкового електронного потоку, що відповідає розподілу амплітуди поля поверхневої електронного потоку відбувається у електронній гарматі типу «плоский діод» у присутності фокусуючого магнітного поля.

На рис. 2.6 наведено екпериментальні результати залежності температури емітера термоемісійного катоду від потужності розжарювача. Максимальне значення густини струму електронного пучка у 50 А/см<sup>2</sup> було досягнуто за температури емітера 1220 С, що відповідає потужності розжарення 10,2 Вт (струм розжарення – 1,55 А).



Рисунок 2.5 – Схема несиметричної електронно-оптичної системи клинотрона: синій прямокутник – вид деталі гребінки у процесі юстування аноду електронної гармати, жовтий прямокутник – положення емітеру катоду відносно до аноду електронної гармати діодного типу

Експериментальне дослідження параметрів генерації клинотрона спочатку було досліджено в електромагніті з полюсами діаметром 50 мм та зазором між полюсами 35 мм, що дозволяє проводити юстування стрічкового електронного пучка у електродинамічній системі клинотрона та вимірювати параметри випромінювання у діапазоні магнітного поля до 1 Тл.



Рисунок 2.6 – Залежність температури емітера термоемісійного катоду від потужності розжарення

Методика юстування клинотрона включає першому етапі на експериментальних досліджень пошук генерації у імпульсному режимі прискорювальної напруги з великою скважністю з метою зменшення гребінки теплового на елементи унеможливлення навантаження та розплавлення ламелей гребінки, що знаходяться у безпосередній близкості до хвилевідного виводу енергії та аноду електронної гармати (рис. 2.7).

Після знайдення генерації в імпульсному режимі прискорювальної напруги у магнітному полі електромагніта з індукцією магнітного поля 1 Тл, на другому етапі експериментальних досліджень параметрів випромінювання клинотрона було зроблено поступовий перехід від імпульсного режима прискорювальної напруги з великою скважністю до безперервного режима роботи з одночасним контролем за параметрами тиску залишкових газів у просторі взаємодії та за зростанням струму пучка, що досягалося прецизійним юстуванням приладу у манітному полі електромагніта.



Рисунок 2.7 – Схема юстування клинотрона у магнітному полі: 1 – полюса магнітної системи, 2 – канал водяного охолодження, 3 – хвилеводний вивід енергії, 4 – електронна гармата, 5 – електронний пучок, 6 – гребінка (*h* – висота ламелей, *p* – період гребінки, *w* – ширина гребінки, *H* – відстань між поверхнею гребінки та широкою стінкою хвилевода, FW – прямі хвилі,

BW – зворотні хвилі, HOWs – об'ємні хвилі)

В результаті експериментальних досліджень режимів генерації клинотрона у електромагніті було встановлено діапазон електронного перестроювання частоти та отримано максимальні значення вихідної потужності в декількох зонах генерації. На наступному етапі було вирішено задачу з юстування клинотрона у компактній магнітній системі з постійних магнітів [20].

На рис. 2.8 наведено залежності частоти генерації (а) та потужності випромінювання (б) від прискорювальної напруги, що було отримано після прецизійного юстування та пакетування клинотрона у компактну магнітну систему. На залежності частоти (рис. 2.8(а)) чорна крива відповідає розрахунковим данним з умов синхронізму, точки – результати експериментальних вимірювань за допомогою хвилеміра.



a



Рисунок 2.8 – Залежності частоти генерації (а) та потужності випромінювання (б) від прискорювальної напруги

За результатами юстування клинотрона у компактній магнітній системі та експериментальних вимірювань залежності потужності випромінювання від частоти за допомогою хвилеміра було продемонстровано генерацію з потужністю близько 1,2 Вт в діапазоні частот 171–172 ГГц та потужністю близько 1 Вт в діапазоні частот 174–175 ГГц, як можна побачити на рис. 2.8.

На рис. 2.9 наведено залежність струму електронного пучка від прискорювальної напруги під час генерації клинотрона у безперервному режимі. Немонотонний характер експериментальної залежності струму пучка від прискорювальної напруги (рис. 2.9) повторює характер залежності вихідної потужності (рис. 2.8(б)), таким чином зростання струму пучка під час генерації може свідчити про збільшення струму термоелектронної емісії в результаті потрапляння енергії електромагнітних коливань крізь анодну апертуру в область електронної гармати (рис. 2.7) і догрівання термоемісійного катоду.



Рисунок 2.9 – Залежність струму стрічкового електронного пучка від прискорювальної напруги під час генерації

# 2.4 Результати експериментальних досліджень параметрів стрічкових електронних потоків та їхнього впливу на характеристики випромінювання клинотрона

Вимірювання спектральних характеристик випромінювання клинотрона безперервної дії у діапазоні частот 160–180 ГГц було проведено спільно з колегами з Інституту фізики плазми імені Макса Планка, м. Грайфсвальд, Німеччина за допомогою високоточного обладнання [35]. Вимірювання частоти генерації клинотрона у безперервному режимі проводилися за допомогою спектроаналізатора Tektronix 2784 у поєднанні з зовнішнім змішувачем D-діапазону (ELVA-1, BM-06/178) і гетеродином (ELVA-1, FOM-06/178). Вимірювання рівнів потужності клинотрона безперервної дії проводилися за допомогою вимірювача потужності HP432B у поєднанні з термісторною головкою D-діапазону компанії Hughes. Під час вимірювань рівнів потужності в діапазоні до 1,5 Вт обладнання було підключено до клинотрона через хвилеводну лінію з каліброваними коефіцієнтом згасання. Для того, щоб вимірювач потужності міг використовуватися для вимірювань високої потужності, лінія передачі була модифікована для послаблення переданої потужності на 20 дБ.

Розраховані та виміряні криві перестроювання частоти показані як функції напруги прискорення на рис. 2.10(а). Обидві криві демонструють відхилення від функції дисперсії 2-D решітки. Моделювання впевнено передбачає резонанси в частотній характеристикі та невідповідність між частотою коливань і законом дисперсії. На рис. 2.10(б) показана виміряна потужність коливань клінотрона для режиму роботи малої потужності, де струм пучка трохи перевищує необхідне початкове значення [19]. За результатами вимірювань діапазон пускового струму клинотрона склав від 50 мА до 70 мА. Вихідну потужність можна регулювати в резонансних зонах генерації, змінюючи як прискорювальну напругу, так і значення струму електронного пучка, зрештою досягаючи роботи на рівні ват в зазначених частотних діапазонах. Розділення між обома режимами роботи малої та високої потужності є досить умовним, і воно в основному залежить від значення струму електронного пучка та теплового навантаження на елементи гребінки, тому режим середньої потужності було визначено у діапазоні струму електронного пучка нижче за 100 мА.



Рисунок 2.10 – Залежність частоти (а) та потужності генерації (б) від прискорювальної напруги в безперервному режимі роботи

Електронно-оптична система клинотрона, що має планарну діодну конфігурацію і складається з термоелектронного катода і молібденового анода з прямокутною апертурою, формує в магнітному полі стрічковий електронний пучок без компресії, що зумовлює високі вимоги до щільності термоелектронної емісії катоду. На рис. 2.11(а) наведено залежності струму стрічкового електронного пучка, який в електронній гарматі клинотрона було прискорено до напруги 4,2 кВ, та температури емітера від потужності розжарення катоду.



Рисунок 2.11 – Залежності температури емітера та струму стрічкового електронного пучка за прискорювальної напруги 4,2 кВ від потужності розжарення катода (а) та залежність струму стрічкового електронного пучка від прискорювальної напруги для декількох потужностей розжарення катода разом з пунктирною кривою, що відповідає закону Чайльда-Ленгмюра (б)

Експоненціальна залежність струму стрічкового електронного пучка від потужності розжарення та температури катода добре відповідає закону Річардсона–Дешмана [54]. Треба зауважити, що вимірювання проводились після юстування клинотрона в системі фокусування з постійних магнітів за тиску залишкових газів у приладі порядку 10<sup>-8</sup> мм рт. ст., тож ефектами, пов'язаними з іонами та вторинними електронами за такого вакууму можна знехтувати [22].

Зазвичай в клинотронах ефект іонного бомбардування зменшує катодну емісію за прискорювальних напруг вищє за 3,3 кВ. Деградація струму термоемісії залежить від тиску залишкових газів і дегазації поверхні гребінки. На рис. 2.11(б) наведено вольт-амперні характеристики електронної гармати для декількох значень потужності розжарення катоду. Електронна гармата працює в перехідній області, демонструючи видиму чутливість до напруги прискорення та потужності розжарення.

Максимально можливе відхилення струму пучка через флуктуацію потужності розжарення катода можна отримати за допомогою функції, яка відповідає експериментальним даним, показаним на рис. 2.11, але така оцінка дійсна лише для повільних варіацій. Теплова інерція пом'якшує ефект швидкого коливання потужності розжарення, що призводить до незначної зміни температури катода. На рис. 2.12 наведено приклад того, як така швидка флуктуація потужності розжарення, що забезпечується джерелом живлення [17], впливає на струм пучка. Реальна флуктуація струму пучка приблизно на порядок менша, ніж це може бути отримано з рис. 2.11 і рис. 2.12. Таким чином, можна зробити висновок, що зміни частоти та потужності генерації клинотрона не пов'язані з використовуваними джерелами живлення.



Рисунок 2.12 – Залежності потужності розжарення катода та відповідних флуктуацій струму електронного пучка в режимі реального часу під час роботи клинотрона на частоті 171 ГГц за прискорювальної напруги 4,2 кВ

У клинотронах пучок електронів потрапляє на поверхню гребінки, викликаючи її нагрів. Тому система водяного охолодження використовується для підтримки постійної температури гребінки в стаціонарному режимі роботи. Канали охолодження являють собою трубки діаметром 3 мм, які просвердлені під сповільнювальною системою та поблизу стінки хвилевода (рис. 2.7). Роль системи водяного охолодження в клинотроні добре продемонстрована порівнянням виміряної різниці dT між температурами води на вході  $T_{in}$  і на виході  $T_{out}$  з обчисленням dT за формулою питомої теплоти, де враховується розсіювання тепла потоком води та нехтується конвекцією повітря від корпусу клинотрона. Значення dT, виміряне для потоку води приблизно 1,3 л/хв, показано на рис. 2.13. У цьому випадку максимальне значення, яке спостерігається в цьому тесті, становить близько 5°C, що відповідає навантаженню електронним пучком струмом 120 мА, прискореного напругою 4 кВ, і потужністю розжарення 8,7 Вт. Різниця в загальній потужності становить близько 30 Вт, що можна порівняти з потужністю ЛЗХ з повітряним охолодженням серії ОВ [23]. Однак площа зовнішньої поверхні клінотрона на порядок більша, ніж площа його каналів охолодження, що призводить до незначного низького теплового потоку через зовнішню поверхню.



Рисунок 2.13 – Підвищення температури води, що проходить через канали охолодження в клинотроні, як функція загальної прикладеної потужності включно з енергією електронного пучка і енергією розжарення: (кружечки) виміряні дані; (пунктир) розрахунок з рівняння збереження енергії, коли нехтується ефектом конвекції повітря; (суцільна) функція лінійної регресії, що відповідає енергіям понад 250 Вт та потім екстрапольована до нижчих значень

Таким чином, коефіцієнт теплопередачі між потоком води та мідною стінкою клинотрона можна оцінити за підходом, представленим у [62]. У нашому випадку було проаналізовано зниження швидкості теплообміну в бік теплової рівноваги, яка порушується швидким зростанням напруги пучка. Отримані таким чином оцінки показують коефіцієнт теплопередачі близько 2,3–3 кВт·м<sup>-2</sup>. °C<sup>-1</sup> (вказано як найнижчу межу). Розрахунок одновимірного

рівняння передачі тепла для температурних елементів гребінки клинотрона дає температуру ламелей понад 600°С залежно від повної потужності. Таким чином, температура гребінки може перевищувати температуру прогріву приладу під час вакуумування, що у виробництві клинотронів складає 450°С, вже починаючи з потужності електронного пучка у 400 Вт. Отже, це може призвести до значного виділення газів з елементів гребінки, що погіршує тиск залишкових газів у вакуумованому приладі. Фактично, підвищена енергія пучка посилює виділення газів з поверхні гребінки, підвищуючи тиск залишкових газів від 10<sup>-8</sup> мм рт.ст. до порядку 10<sup>-7</sup> мм рт.ст. під час роботи в режимі підвищеної потужності. Однак такий процес пом'якшується використанням внутрішнього геттерного насоса для підтримки тиску залишкових газів у приладі в безпечних межах, що для цього типу катодів складає значення тиску краще за  $1,2 \times 10^{-7}$  мм рт.ст.

Простор взаємодії клинотрона діапазону частот 161–178 ГГц є надрозмірним, отже, вплив відбиття і перетворень мод [25] призводить до кількох резонансних областей (зон), розділених смугами непропускання, як показано на рис. 2.10. I перетворення, і відбиття різних мод разом із їх розсіюванням і передачею у вихідний хвилевід створюють специфічні потужності залежності вихідної від частоти генерації [38, 39]. Експериментальні результати юстування пиладу у магнітній системі показують, ЩО клинотрон може забезпечувати широкий діапазон перестроювання частоти з середнім рівнем вихідної потужності (10–200 мВт) кожній резонансній зоні або забезпечувати максимальну вихідну В потужність в декількох зонах генерації у вузькому діапазоні частот. Розроблений клинотрон було налаштовано на вихідну потужність на рівні більше одного Вт в діапазоні 171–175 ГГц. У результаті генератор видає близько 0,85 Вт на 174,6 ГГц (4,5 кВ і 150 мА) і до 1,2 Вт на 171,4 ГГц (4,2 кВ і 145 мА). Величина вихідної потужності суттєво залежить від струму пучка та прискорювальної напруги, як показано на рис. 2.14. Таким чином, збільшення струму пучка від 75 до 140 мА збільшує вихідну потужність до 1

Вт і зміщує оптимальні умови електронно-хвильової взаємодії в бік вищих прискорювальних напруг. У клинотронах таке зміщення відбувається не тільки за рахунок ефекту просторового заряду, а й за рахунок інтенсивного нагрівання елементів гребінки, коли ламелі гребінки піддаються тепловому розширенню, яке залежить від енергії пучка.



Рисунок 2.14 – Вихідна потужність клинотрона безперервної дії в діапазоні частот 169-172 ГГц в області оптимальної електронно-хвильової взаємодії (4,15–4,25 кВ) в залежності від різних струмів пучка, вихідна потужність на рівні 1 Вт відповідає струму пучка 130 мА і частоті генерації 171,4 ГГц

У загальному випадку робоча частота черенковських електронних приладів дещо відрізняється від «холодної» частоти  $\omega$ , яка визначається точкою перетину дисперсійної кривої  $\omega = f(k)$  і лінії променя  $\omega = v_e k$ . Згідно з лінійною теорією ЛЗХ, оптимальна електронно–хвилева взаємодія відбувається, коли поверхнева хвиля синхронізована з повільною хвилею просторового заряду пучка, тобто  $k = (\omega + \omega_p)/v_e$ , де  $\omega_p$  – плазмова частота [63]. Таким чином, просторовий заряд визначає величину «гарячого» зсуву частоти і призводить до залежності робочої частоти від струму пучка. Водночас зміни значення струму електронного пучка також впливають на вихідну потужність, як показано на рис. 2.14. Тонка настройка частоти

генерації клинотрона, що працює з різними значеннями струму пучка, тобто з різними вихідними потужностями, може бути виконана за допомогою прискорювальної напруги, як показано на рис. 2.15. В результаті вимірювань було показано, що коригувальний коефіцієнт лежить в діапазоні від 0,5 В/мА до 1,5 В/мА для зазначених параметрів. При фіксованій напрузі частота генерації залежить від струму променя як 3–10 МГц/мА.





Теплова рівновага під час стаціонарної роботи клинотрона достатньо швидко встановлюється якщо система охолодження забезпечує постійну температуру  $T_{in}$ . Під час осідання електронного пучка на поверхню сповільнювальної системи ламель гребінки розігрівається та подовжується на певну величину, змінюючи дисперсійні властивості гребінки, і залишається незмінною на час стаціонарної роботи до наступної зміни умов [60]. В результаті дрейф частоти генерації може спостерігатися лише під час деяких перехідних процесів, таких як розігрів до встановлення теплової рівноваги або під час імпульсної роботи з великою скважністю. Експериментальні

дослідження продемонстрували, що клинотрон безперервної дії діапазону частот 161–178 ГГц зазвичай досягає високостабільного стану приблизно через 5–8 хвилин після виходу на режим генерації. Під час розігріву катода і збільшення потужності пучка залежність швидкості дрейфу частоти генерації від струму пучка становить близько 10–30 МГц/мА. Така термічна деформація справедлива і для магнетронів, де електрони осідають на анод і нагрівають елементи електродинамічної системи [54]. Однак цим ефектом можна знехтувати в пристроях, де електронний пучок рухається паралельно до поверхні електромагнітної системи, а перехоплюваний струм занадто малий, щоб викликати значні деформації елементів системи. В цьому розділі роботи було оцінено ефект теплового розширення ламелей та його вплив на дисперсійні властивості клинотрона діапазону частот 161–178 ГГц.

температура охолоджуючої Однак, коли води коливається, термодинамічна рівновага не може бути досягнута під час роботи клинотрона. Для демонстрації такого ефекту ми використали в нашій системі промисловий чиллер серії CW-5200, який має цикли охолодження та режим очікування. Таким чином, можна забезпечити синусоїдну функцію температури води. Приклад такої зміни температури наведено на рис. 2.16. Період коливань  $T_{in}$  становить близько 5 хв, а амплітуда від піку до піку становить близько 2°С. Вимірювання частоти на частоті 171 ГГц показали чітку залежність частоти коливань від *Т<sub>іп</sub>*. Періодичні коливання частоти корелюють з коливаннями температури води. Таким чином, частота збільшується при зниженні температури і навпаки. Частота змінюється зі значенням T<sub>in</sub> як 2–5 МГц/°С залежно від нахилу дисперсійної кривої та не залежить від заданого значення температури води на вході.



Рисунок 2.16 – Зміна температури охолоджуючої води ΔТ навколо заданого значення  $T_{in} = 17,4^{\circ}$ С (верхній графік) і відповідна зміна частоти коливань ΔF навколо центрального значення 171,046 ГГц (нижній графік); робочі параметри: напруга пучка 4,2 кВ, струм пучка 97,3 ± 0,5 мА, тиск залишкових газів краще за 5×10<sup>-8</sup> ммрт.ст., вихідна потужність 241 ± 8 мВт

# 2.5 Результати експериментальних досліджень параметрів випромінювання клинотрона у складі системи для юстування квазіоптичної лінії передачі термографічними методами

Клинотрон безперервної дії з підвищеною потужністю випромінювання в діапазоні частот 171–175 ГГц було застосовано для юстування квазіоптичної лінії передачі енергії модернізованої системи діагностики колективного томсонівського розсіювання (КТР) на стеллараторі Wendelstein 7-X [64, 65]. Мікрохвильове юстування квазіоптичної лінії передачі здійснюється за допомогою термографічних вимірювань. Мікрохвильовий промінь, що випромінюється рупорною антеною приймача КТР, проходить від дзеркала до дзеркала від початку лінії передачі до вікна тора стеларатора. Для візуалізації теплового сліду мікрохвильового променя використовується тонкий мікрохвильовий поглинач, закріплений на дзеркалі [66]. У випадку термографічних вимірювань достатні рівні потужності випромінювання разом із перестроюванням частоти в широкому діапазоні є головними перевагами компактних вакуумних електронних приладів у порівнянні з існуючими твердотільними пристроями на частотах вище 100 ГГц.

На рис. 2.17 продемонстровано фотографію відбитка випромінювання, що отримано за допомогою інфрачервоної камери під час термографічних вимірювань діаграми спрямованості випромінювання клинотрона безперевної дії в діапазоні частот 171–175 ГГц на зразку Ecosorb, який широко застосовується як поглинач електромагнітних хвиль у міліметровому діапазоні частот.



Рисунок 2.17 – Тепловий відбиток випромінювання клинотрона безперевної дії в діапазоні частот 171–175 ГГц на поглиначі Ecosorb

Було показано, що промінь залишає чіткий тепловий відбиток на поглиначі на частотах вище за 171 ГГц і, беручи до уваги попередні

експериментальні дані, вказує на рівень потужності випромінювання більше за 1 Вт. Схема під'єднання розробленого клинотрона до системи з термографічного юстування квазіоптичних ліній показано на рис. 2.18.

Процедура юстування діагностики КТР має на увазі підстроювання ліній передачі як зондуючого, так і приймального пучків, де інфрачервона термографія використовується для виявлення картини гаусового пучка, що поширюється в квазіоптичній лінії передачі [67]. Інфрачервона камера використовується для фіксації теплового сліду променя на тонкому мікрохвильовому поглиначі, закріпленому на певному дзеркалі або вікні, як показано на рис. 2.19 (а). Якщо слід з'являється осторонь від центральної позиції, попереднє рухоме дзеркало регулюється. На першому етапі візерунок зондуючого променя, який поширюється в лінії передачі, вирівнюється, щоб потрапити в центр вхідного вакуумного вікна плазмового тору, тож джерелом тестового випромінювання в даному випадку служить гіротрон. Лінія передачі між тором і приймачем КТР досліджується таким же чином на другому етапі, однак замість гіротрона використовується компактне джерело малої потужності. У випадку термографічних вимірювань важливо забезпечити достатню мікрохвильову потужність, щоб нагріти ціль за короткий проміжок часу, що дозволяє пом'якшити спотворення сліду через ефект дифузії тепла. Згідно з оцінками, для проведення вимірювань для лінії необхідна мікрохвильова потужність в один ват, тож в діапазоні частот 140-175 ГГц така величина є надмірною для сучасної твердотільної електроніки. Розроблений компактний клинотрон з підвищеним рівнем потужності на рівні вата у діапазоні частот 171–175 ГГц було під'єднано до дводіапазонної рупорної антени для живлення приймальної квазіоптичної лінії, що дозволило проводити вимірювання на частотах близько 175 ГГц. Таким чином, збираються всі необхідні радіаційні сліди, а лінія передачі налаштована для роботи на частоті 174 ГГц. Приклад відбитка остаточно вирівняного приймального променя, який поширюється через торове вікно, продемонстровано на рис. 2.19(б).



Рисунок 2.18 – Фотографія клинотрона, з'єднаного з квазіоптичною лінією для юстування дзеркал уздовж лінії від приймача КТР до вакуумного вікна плазмового тору



Рисунок 2.19 – Фотографія мішені та інфрачервоної камери під час юстування квазіоптичній лінії приймача КТР а) та фотографія теплового сліду мікрохвильового променя у вакуумному вікні плазмового тору б)

#### Висновки до розділу 2

У розділі наведено результати з розробки, виготовлення та досліджень робочих характеристик клинотрона безперервної дії підвищеної потужності 170-175 ГГц. В діапазон частот результаті теоретичних на та досліджень продемонстровано генерацію експериментальних У безперервному режимі з максимальною потужністю 0,85 Вт на частоті 174,6 ГГц і на рівні 1,2 Вт на частоті 171,4 ГГц, а також генерацію в широкому діапазоні частот від 161 до 178 ГГц з середньою вихідною потужністю в діапазоні 10-200 мВт. Було експериментально досліджено залежності вихідної потужності та частоти генерації клинотрона від прискорювальної напруги та струму електронного пучка.

У розділі наведено результати експериментальних досліджень довготривалої стабільності робочої частоти та вихідної потужності клинотрона безперервної дії в діапазоні частот 161–178 ГГц як в режимі вільної генерації, так і у режимі стабілізації струму пучка з використанням пропорційно-інтегро-диференційного регулювання струму розжарення Особливу термоелектронного катоду. увагу було приділено роботі частоті 174,6 ГГц 3 вихідною потужністю 1 Вт клинотрона на (прискорювальна напруга 4,52 кВ і струм пучка 150 мА) і на частоті 171,4 ГГц з вихідною потужністю 1,2 Вт (прискорювальна напруга 4,2 кВ і струм пучка 145 мА). Було досліджено вплив струму електронного пучка та температури охолоджуючої рідини на дрейф параметрів генерації в що спостерігалися протягом декількох годин. Було експериментах, експериментально продемонстровано залежність робочої частоти від струму пучка на рівні 3-10 МГц/мА і від температури охолоджувальної води менше за 5 МГц/К, що дозволило забезпечити стабільність вихідної потужності краще за 1,5% і стабільність робочої частоти 5×10<sup>-5</sup> за допомогою схеми зворотного зв'язку, що керувала струмом пучка.

#### РОЗДІЛ З

# МОДИФІКОВАНА ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНА СИСТЕМА ТГЦ КЛИНОТРОНА ДЛЯ ОПТИМІЗАЦІЇ МОДОВОГО СКЛАДУ ВИХІДНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Більшість застосувань вимагають одномодового випромінювання, що, наприклад, може бути ефективно трансформовано з фундаментальної моди прямокутного хвилевода в гауссов пучок [35, 68]. Однак конфігурація стрічкового електронного пучка передбачає використання широких надрозмірних хвилеводів у терагерцовому діапазоні, що може призвести до розподілу вихідної потужності між кількома модами вихідного хвилеводу. Тому однією зі складних проблем терагерцових клинотронів є забезпечення ефективного широкосмугового зв'язку поверхневої хвилі, що підтримується широкою гребінкою, з фундаментальною модою  $TE_{10}$  надрозмірного вихідного прямокутного хвилеводу [10, 25].

У цьому розділі запропоновано конструкцію ТГц клинотрона безперервної дії зі зміненою шириною надрозмірного хвилеводу в області взаємодії для покращення узгодження поверхневої хвилі, збудженої стрічковим електронним пучком у просторі взаємодії, з модами вихідного хвилеводу, та проведено теоретичне та експериментальне дослідження робочих характеристик клинотрона з модифікованою конструкцією в діапазоні частот 280–335 ГГц. У такій конфігурації ширина вихідного хвилеводу становить 3,6 мм, що дорівнює ширині хвилевода у просторі взаємодії клинотрона, тоді як ширина гребінки становить 2,5 мм. Крім того, було проведено дослідження розповсюдження електромагнітної хвилі, що збуджується електронним потоком у просторі взаємодії, через широку анодну апертуру в область електронної гармати для такої конструкції електродинамічної системи ТГц клинотрона.
# 3.1 Розрахунок надрозмірної електродинамічної системи ТГц клинотрона

В той час як у вакуумних електронних приладах на ефекті Вавілова-Черенкова застосовується велика різноманітність електродинамічних систем для сповільнення фазової швидкості електромагнітної хвилі з метою отримання ефективної взаємодії з електронним потоком відповідного типу (циліндричним, стрічковим, порожнистим, багатопроменевим), у клинотроні застосовується гребінка та стрічковий електронний пучок, ЩО транспортується з малим кутом нахилу до поверхні гребінки [5]. У такій геометрії приладу для кожного діапазону частот необхідно визначити кілька параметрів: період гребінки та висоту ламелей, кількість періодів або довжину гребінки, товщину електронного пучка та кут нахилу пучка до поверхні гребінки, зв'язок області взаємодії з вихідним хвилеводом. У традиційній конструкції клинотронів міліметрового та терагерцового діапазонів ширина гребінки дорівнює ширині електронного пучка, тоді як товщина електронного пучка залежить від діапазону частот. Ширина хвилеводу у просторі взаємодії, що містить гребінку, у традиційній конструкції клинотрона (що спочатку було реалізовано у клинотронах сантиметрового діапазону) значно ширша за ширину гребінки, а висота ламелей решітки значно менша за висоту хвилеводу. Згодом конструкція субміліметрових клинотронів виготовленних в ІРЕ ім. О.Я. Усикова НАН України варіювалася відповідно до періоду та висоти ламелей гребінки, але через технологічні аспекти виготовлення, ширина резонатору не змінювалася. Схема традиційної конструкції резонатора клінотрона показана на рис. 3.1. Зрозуміло, що випромінювання, що поширюється в вихідному хвилеводі у разі субТГц діапазону єбагатомодовим, що є не оптимальним та потребує оптимізації, зокрема вивчення скорочення ширини резонатору на модовий склад вихідного випромінювання.

На першому етапі теоретичний розрахунок параметрів гребінки клинотрона проведено у двовимірному наближенні, що базується на черенковському синхронізмі поверхневої електромагнітної хвилі 3 електронним пучком, тоді як уточнення параметрів електронно-хвильової взаємодії, а також зв'язок електромагнітних хвиль, що збуджуються у простору взаємодії, з модами вихідного хвилеводу можна отримати в тривимірній геометрії за допомогою матриць розсіяння [69], як буде продемонстровано нижче. Слід зазначити, що винахідники клинотрона доклали значних зусиль до експериментальних досліджень взаємодії електронного пучка та поверхневої хвилі з метою визначення оптимальної довжини гребінки разом з оптимальним кутом нахилу електронного пучка до поверхні гребінки [5].



Рисунок 3.1 – Схема традиційної конструкції електродинамічної системи клинотрона: *L* – довжина деталі гребінки, *H* – висота хвилеводу у просторі взаємодії, *W* – ширина хвилеводу, *w* – ширина гребінки, *h* – висота ламелі,

*D* – відстань між поверхнею решітки та стінкою хвилеводу

Необхідно зауважити, що оскільки ефективність електронно-хвильової взаємодії залежить від параметрів електронного пучка, а сучасні системи фокусування на постійних магнітах можуть забезпечити трохи більше за 1 Тл в зоні транспортування пучка [14], і разом з сучасними імпрегнованими катодами забезпечує формування інтенсивних стрічкових електронних пучків з щільністю вище за 50 A/см<sup>2</sup> [10], тож струм електронного пучка може сягати значень, значно вищих за початковий струм робочих режимів нелінійної клинотрона, призводить до залежності потужності ЩО випромінювання від струму пучка. Крім того, застосування інтенсивних електронних пучків у клинотроні, де електрони осідають на гребінку та нагрівають її ламелі, вимагає відповідного охолодження приладу під час роботи, а теплові подовження ламелей гребінки впливають на параметри електронно-хвильової взаємодії [11].

традиційній конструкції клинотронів міліметрового У та ТГц діапазонів простір взаємодії приладу складається з прямокутного хвилеводу з дорівнює 7,2 мм. шириною шо Вперше така конструкція *w*. була запропонована для клинотрона діапазону частот нижче за 40 ГГц [5]. Оскільки у просторі взаємодії клинотрона не має поглинача в області колектора, сильні відбиття поверхневої хвилі відбуваються від торців гребінки. У міліметровому діапазоні хвиль електродинамічну систему клинотрона можна розглядати як резонатор поверхневої хвилі [5], і в ньому є поршень для механічного перестроювання частоти, як показано на рис. 3.2.





Узгодження області взаємодії з вихідним хвилеводом за допомогою механічного перестроювання положення поршня дозволяє отримувати вихідну потужність клинотрона безперервної дії до 30 Вт у восьмиміліметровому діапазоні з ефективністю понад 10% [5]. Однак на частотах вище за 150 ГГц поршень стає неефективним у традиційній конструкції клинотрона, в той час як ККД та вихідна потужність клинотронів зменшуються зі збільшенням частоти, і, наприклад, клинотрон безперервної дії 3-міліметрового діапазону забезпечує кілька ватт вихідної потужності з ККД близько 0,5%, тоді як максимальна потужність клинотрона на частоті 340 ГГц не первищує 100 мВт з ККД менше за 0,015% [11].

На першому етапі розробки клинотрона з модифікованим простором взаємодії було проведено оцінку параметрів гребінки у хвилеводі, що забезпечує широкий діапазон перестроювання частоти з високим опором зв'язку у діапазоні прискорювальних напруг електронного пучка від 2,5 кВ до 5 кВ, за допомогою двовимірної моделі, описаної в [14, 69]. Результати двовимірного моделювання дисперсії разом з лініями пучка, що відповідають прискорювальній напрузі 2,5 кВ та 5 кВ, показано на рис. 3.3.

За результатами розрахунків було визначено період (0,1 мм) та висоту ламелей (0,17 мм) гребінки, а також було зроблено оцінки температурних зсувів елементів гребінки, що виготовляються з безкисневої міді, у разі нагрівання ламелей гребінки від кімнатної температури до температур близьких до температури плавлення міді. З розрахунків було отримано максимально можливе подовження ламелі гребінки висотою 0,17 мм завдяки її розігріву на 1000 С, що склало 2,5 мкм. На рис. 3.3 зображено дві дисперсійні залежності: одна для висоти ламелі гребінки за кімнатної температури (0,17 мм) та друга для подовженої висоти ламелі (0,1725 мм) завдяки розігріву гребінки у випадку осідання електронного пучка. З розрахунків було отримано, що зсув частоти поверхневої хвилі складає не більше за 1,5 ГГц для випадку зазначеного максимального подовження взаємодії хвилі висоти ламелі у разі електронним 3 потоком 3 прискорювальною напругою 4,5 кВ, як показано на рис. 3.3.



Рисунок 3.3 – Двовимірна дисперсія сповільнювальної системи та лінії електронного пучка, що відповідають прискорювальним напругам 2,5 кВ та

# 3.2 Тривимірне чисельне моделювання електродинамічної системи клинотрона діапазону 280–335ГГц

Моделювання взаємодії стрічкового електронного пучка 3 електромагнітними хвилями було проведено за допомогою тривимірної моделі, що враховує як перетворення, так і відбиття електромагнітних хвиль у електродинамічній клинотрона, що складається з надрозмірного хвилеводу з гребінкою, з'єднаним з вихідним хвилеводом [35], як показано на рис. 3.4. Схема тривимірної конфігурації електродинамічної системи ТГц клинотрона показано на рис. 3.4.6. Поперечний переріз сповільнювальної структури з Тподібним переходом зображено на рис. 3.4.в. Номери портів вказані у прямокутних рамках: напівнескінчена сповільнювальна структура (порт 1), вихідний прямокутний хвилевід (порт 2) та анодний отвір (порт 3). Зазначимо, що стрічковий електронний пучок формувався несиметричною діодною електронною гарматою в присутності фокусуючого магнітного поля згідно з моделлю, описаною в [25].

Оскільки електродинамічна структура (рис. 3.4.б) має поздовжню площину симетрії, це дозволяє незалежне вирішення задач розсіювання з ідеальними магнітною (PMW) та електричною (PEW) стінками в площині симетрії. Тому моди з непарною ( $n_x=1,3..$ ) та парною ( $n_x=2,4,..$ ) кількістю варіацій вздовж ширини гребінки (ось *x*) можна розглядати окремо.



Рисунок 3.4 – Схема конструкції ТГц клинотрона безперервної дії та геометрії простору взаємодії клинотрона з шириною *W*=3,6 мм та висотою

H=1,8 мм, відстанню між поверхнею гребінки та верхньою стінкою
хвилевода D=0,8 мм. Параметри гребінки: висота ламелей h = 0,17 мм, період
гребінки p = 0,1 мм, ширина w = 2,5 мм. Схема сповільнювальної системи (порт1), навантаженої Т-подібним переходом, де Т-подібний перехід
обведено пунктирними червоними лініями, а також розташовано анодний

отвір (хвилевід з портом 3) та вихідний хвилевід з портом 2.

Спочатку необхідно знайти власні моди, що відповідають усім трьом портам, де порти 2 та 3 є прямокутними хвилеводами, а моди порту 1, тобто сповільнювальної структури, знаходяться за допомогою методу, описаного в [70]. Відповідні дисперсійні криві показано на рис. 3.5. Розподіл полів перших двох найнижчих мод ( $n_x = 1$  – симетрія PMW та  $n_x = 2$  – симетрія PEW) поверхневої хвилі, яка, як вважається, збуджується стрічковим електронним пучком, показано на рис. 3.6(а) та рис. 3.6(б), відповідно.

Оскільки всі порти є надрозмірними в розглянутому діапазоні частот (W та  $w > 5\lambda/2$ ), вони демонструють багатомодову поведінку. Таким чином, кількість мод, що поширюються в портах, розрахована для випадку симетрії магнітної стінки РМW, досягає 15 (порт 1), 24 (порт 2) та 7 (порт 3) на частоті f=330 ГГц, що відповідає «холодному» синхронізму поверхневої

хвилі з електронним пучком з прискорювальною напругою 4,5 кВ, як показано на рис. 3.5. У випадку симетрії електричної стінки РЕШ кількість мод, що поширюються в портах 1, 2 та 3, становить 16, 22 та 5 відповідно.





Т-подібний перехід, позначений на рис. 3.4(в) червоною пунктирною лінією, розраховано за допомогою методу, описаного в [71]. Плавний перехід від сповільнювальної структури до вихідного хвилеводу, а також звуження *E*-площини прямокутного вихідного хвилеводу замінено ступінчастим наближенням. Чисельний експеримент, проведений для розглянутої геометрії в діапазоні частот до 350 ГГц, довів, що задовільної збіжності можна досягти, якщо перехід від сповільнювальної структури апроксимувати 25 кроками, а для звуження хвилеводу слід зробити 70 кроків. Задачу розсіювання вирішено за допомогою методу узгодження мод та методу узагальнених матриць розсіювання, який передбачає послідовне складання окремих областей. Ці області включають Т-подібний перехід з вихідним хвилеводом

через відрізок звуження, перехід на плоску анодну апертуру, плавний перехід на напівнескінчену сповільнювальну структуру.



Рисунок 3.6 – 2D (верхній) та 1D (нижній) профілі  $E_z$ -компоненти основної моди  $n_x=1$  а) та моди з одним нулем поля  $n_x=2$  б) у поперечному перерізі простору взаємодії

Матриця розсіювання напівнескінченної сповільнювальної структури розраховується з використанням матриці розсіювання її скінченного фрагмента, що складається з достатньо великого цілого числа періодів, щоб забезпечити загасання її власних мод. Такий підхід зменшує розмірність матричних рівнянь, виключаючи власні моди сповільнювальної структури. У розрахунках використовувався скінченний фрагмент довжиною 1024 періоди. Використання 2<sup>*p*</sup> періодів зменшує час розрахунку шляхом ітеративного з'єднання двополюсників з періодами 2<sup>*p*-1</sup>. Матриця передачі між портом напівнескінченної сповільнювальної структури (1) та портом регулярного ребристого хвилеводу (2) розраховується наступним чином:

$$S^{(2,1)} = s^{(2,1)} \hat{\varphi} \left( a + b \left( D^* D \right)^{-1} D^* \left( s^{(1,1)} \hat{\varphi} a - b \right) \right) \hat{\Phi}^{-1}, \tag{1}$$

$$D = a - s^{(1,1)}\hat{\varphi}b,\tag{2}$$

де  $\hat{\phi}$  — діагональна матриця, що описує процес поширення або реактивного затухання мод ребристого хвилеводу у канавці сповільнювальної структури;  $\hat{\Phi}$  — діагональна матриця фазових зсувів мод сповільнювальної структури на період; *a* та *b* — матриці розкладання мод сповільнювальної структури по модах ребристого хвилеводу в канавці. Виведення матриці (1) та деталі реалізації алгоритму наведено в [26].

Як зазначалося вище, в ТГц клинотронах сильне ослаблення поверхневої хвилі різко зменшує добротність коливань на поверхневих модах і, отже, повинно призводити до нерезонансних характеристик генераторів, що суперечить експериментальним дослідженням [21, 24]. Передбачалося, що у надрозмірних електродинамічних системах ТГц клинотронів резонансна залежність вихідної потужності від прискорювальної напруги визначається не тільки резонансами поверхневих мод, але й резонансами вищих об'ємних мод (які мало чутливі до омічних втрат) та їх взаємними перетвореннями на краях гребінки. Розвинута в роботах [25, 26] теорія дозволила за допомогою відповідних граничних умов врахувати вплив вищих мод. Схема числової моделі, що враховує узгодження мод у Т-переході, який має три порти, що відповідають області електронної гармати (порт 1), напівнескінченній сповільнювальній системі (порт 2) і вихідному хвилеводу з поперечним перерізом 3,6 мм\*1,8 мм (порт 0), наведена на рис. 2. Перехід від сповільнювальної системи вихідного хвилеводу моделювався до за допомогою ступінчастої апроксимації з кількістю сходинок *n*, що залежить від частотного діапазону. Розрахунок проводився методами мод часткових областей i узагальнених матриць розсіювання [26]. Моделювання електронно-хвильової взаємодії проводиться з використанням рівнянь збудження поля в ЛЗХ з урахуванням відбиттів від кінців сповільнювальної системи а також перетворень зворотної хвилі в пряму та в об'ємні і навпаки

за допомогою матриці розсіювання для Т-переходу, описаного вище, і матриці розсіювання колекторної області, де відбувається не тільки відбиття поверхневої моди, але і трансформація її у вищі швидкі моди [25]. У моделі взаємодії припускається, що тільки одна гармоніка поверхневої хвилі має значний опір зв'язку для взаємодії з електронним пучком, а вихідна потужність є сумою потужностей мод, що поширюються у вихідний хвилевід з простору взаємодії клинотрона [25].



Рисунок 3.7 – Схема електродинамічної системи клинотрона: порт 1 – простір електронної гармати, порт 2 – напівнескінченна сповільнювальна система, порт 0 – хвилевідний вивід енергії з перерізом 3,6 мм\*1,8 мм

# **3.3** Результати тривимірного чисельного моделювання електродинамічної системи клинотрона діапазону 280–335ГГц

У цьому підрозділі ми зосередимося на дослідженні передачі основної поверхневої хвилі сповільнювальної структури ( $n_x=1$ ) у моди вихідного хвилеводу. Також ми аналізуємо випромінювання, що поширюється в анодну апертуру, що спричиняє як втрати енергії, так і небажане нагрівання катода.

На рис. 3.8(а) показано проходження енергії основної поверхневої хвилі у вихідний хвилевід та анодну апертуру, а також відбиття хвилі назад до сповільнювальної системи, де енергія підсумовується по всіх модах. На

рис. 3.8(б) показано збуджені моди вихідного хвилеводу. На рис. 3.8(а) показано, що хоча як імпеданс електронно-хвильової взаємодії, так і потужність взаємодії є сильними у всьому діапазоні від 280 ГГц до 330 ГГц, прогнозована вихідна потужність повинна мати проміжок у діапазоні частот між 285 ГГц та 300 ГГц та на частотах вище за 323 ГГц, де більша частина випромінювання поширюється до анодної апертури та відбивається назад в сповільнювальну систему.



Рисунок 3.8 – Результати моделювання для проходження та відбиття основної (*n<sub>x</sub>*=1) поверхневої моди, збудженої в сповільнювальній структурі: а) загальна потужність, відбита від Т-подібного переходу назад в сповільнювальну структуру (синій), передана до анодної апертури (червоний) та передана у вихідний хвилевід (чорний); б) розкладання переданої потужності у моди вихідного хвилевода

Модифікована ширина гребінки забезпечує 80-90% вихідної потужності у моді ТЕ<sub>10</sub> у всьому діапазоні частот, як показано на рис. 3.8(б). Це свідчить про те, що дана конструкція клинотрона забезпечує високу чистоту мод вихідного випромінювання і, отже, може бути застосована як компактне джерело для характеристики антен та ліній передачі [35, 68].

Як буде продемонстровано нижче в результатах експериментальних досліджень, через конкуренцію мод існує можливість збудження вищих поперечних мод ( $n_x>2$ ), тож було проведено моделювання розсіювання наступної моди сповільнювальної структури ( $n_x=2$ ), результати якого представлено на рис. 3.9. Зокрема, результати моделювання демонструють

досить схожі залежності як і для основної моди: є проміжок у передачі енергії з простору взаємодії у вихідний хвилевід, і понад 80% вихідної потужності припадає на моду TE<sub>20</sub>.

Зауважимо, що як рис. 3.8, так і рис. 3.9 демонструють, що необхідна подальша оптимізація для зменшення відбиття енергії хвилі назад у сповільнювальну систему клинотрона, особливо тих, що мають сильне затухання [10, 25].



Рисунок 3.9 – Результати моделювання проходження та відбиття несиметричної (*n<sub>x</sub>*=2) поверхневої моди, збудженої в сповільнювальній структурі: а) загальна потужність, відбита від Т-подібного переходу назад в сповільнювальну структуру (синій), передана до анодної апертури (червоний) та передана у вихідний хвилевід (чорний); б) розкладання переданої потужності у моди вихідного хвилевода

Результати моделювання з використанням описаної теорії підтвердили припущення про сильний вплив резонансів швидких (вищих) мод на резонансні характеристики ТГц клинотронів [25].

Матриця розсіювання для Т-переходу також дозволила оптимізувати хвилевідний вивід енергії для забезпечення діаграми спрямованості, близької до гаусівського пучка, що вимагається в ряді застосувань [35]. Ширина простору взаємодії клинотрона стандартної конфігурації становить 7,2 мм, а Т-перехід з'єднано з хвилевідним виводом через діафрагму з перерізом 3,6 мм\*0,3 мм, як показано на рис. 3.7.

Слід зазначити, що результати моделювання електронно-хвильової взаємодії в клинотроні з модифікованою електродинамічною системою продемонстрували високий опір зв'язку і ефективність взаємодії у всьому робочому діапазоні частот від 280 ГГц до 330 ГГц, тоді як в діапазоні частот 285–300 ГГц, а також на частотах вище за 323 ГГц загальна потужність мод, що поширюються у вихідний хвилевід, нижча ніж загальна потужність мод, що поширюються у анодну лінзу і відбиваються назад в простір взаємодії. Як передача так i перетворення поверхневої хвилі, збудженої В напівнескінченній сповільнювальній системі, в моду ТЕ<sub>10</sub>, що поширюється у вихідному хвилеводі з перерізом 3,6 мм\*1,8 мм, відбувається в діапазоні частот 297–323 ГГц з коефіцієнтом проходження до -4 дБ, тоді як коефіцієнт проходження в анодну лінзу становить близько -10 дБ. Чисельне розкладання потужності, що передається із простору взаємодії до виводу енергії, за модами, які поширюються у вихідному хвилеводі, показує вихідну потужність 80-90% у моді ТЕ<sub>10</sub> у всьому діапазоні частот, що свідчить про вихідного високу модову чистоту випромінювання клинотрона 3 модифікованою електродинамічною системою.

# 3.4 Експериментальне дослідження параметрів випромінювання клинотрона діапазону 280–335 ГГц

Експериментальне дослідження робочих характеристик клинотрона безперервного випромінювання в частотному діапазоні 280–330 ГГц було проведено з магнітною фокусуючою системою, що забезпечує понад 1,1 Тл в просторі взаємодії. Застосування планарної електронної гармати з імпрегнованим катодом з алюмінату барію та кальцію, що забезпечує густину струму пучка вище за 40 А/см<sup>2</sup> за наявності сильного зовнішнього магнітного поля, дозволяє формувати та транспортувати інтенсивний стрічковий

електронний пучок вздовж поверхні гребінки в сповільнювальній сиситемі ТГц клинотрона. Ширина електронного пучка дорівнює ширині гребінки і становить 2,5 мм, тоді як товщина пучка дорівнює ширині емітера катоду і становить близько 0,14 мм. Стрічковий електронний пучок транспортується з малим кутом нахилу до поверхні гребінки, електрони верхнього шару пучка повинні осідати на останньому періоді гребінки, яка становить 150 періодів для клинотрона на діапазон частот 280–330 ГГц.

Виготовлення гребінки з періодом *p*=0,1 мм було виконано за допомогою електроерозійної обробки з подальшим хімічним поліруванням. Така технологія дозволяє забезпечити точність виготовлення близько 2 мкм. Точність як у процесах складання приладу так і в юстуванні електронної гармати відносно поверхні гребінки також становить близько 2 мкм. Такі неточності технологічного процесу можуть призвести до похибок у моделюванні дисперсійних характеристик сповільнювальної системи, і таким чином результати експериментальних вимірювань частоти генерації можуть діапазоні порівняно певному результатами бути В 3 моделювання електронно-хвильової взаємодії.

Результати вимірювань діапазону електронного перестроювання частоти разом з розрахованою дисперсійною кривою сповільнювального контуру показано на рис. 3.10. Робочий діапазон частот становить від 280 ГГц до 335 ГГц, що відповідає діапазону прискорювальної напруги електронного пучка від 2,95 кВ до 4,55 кВ (рис. 3.10). Налаштування клинотрона в магнітній системі виявило два режими роботи: перший з вихідною потужністю 110 мВт на частоті 298 ГГц максимальною (прискорювальна напруга дорівнює 3,47 кВ, а струм пучка – 150 мА), тоді як вихідна потужність другий на інших частотах значно менша. та широкосмуговий режим роботи з кількома піками вихідної потужності, як показано на рис. 3.11, де наведено залежності вихідної потужності від напруги пучка для різних значень потужності розжарення катоду. Очевидно, що швидкість збільшення вихідної потужності зі збільшенням струму пучка

має однаковий приріст у широкому діапазоні перестроювання частоти, що показує однакову ефективність взаємодії пучка з хвилею для збуджених мод.



Рисунок 3.10 – Дисперсійна залежність фундаментальної поверхневої моди (*n<sub>x</sub>*=1), розрахована у тривимірній моделі гребінки у хвилеводі (суцільна лінія), значення прискорювальної напруги пучка для дисперсійної кривої відповідають умові «холодного» синхронізму та експериментальним даним (кола)

Як видно з рис. 3.11(а), залежності струму пучка мають пік при 3 кВ та кілька піків у діапазоні напруги пучка від 3,45 кВ до 4,2 кВ. Порівнюючи ці дані із залежностями вихідної потужності від напруги пучка (рис. 3.11(б)), видно, що ці піки струму електронного пучка відповідають напругам пучка, коли відбувається взаємодія пучка з хвилею. Таким чином, це вказує на те, що певна частина енергії збудженої електромагнітної хвилі проникає через анодну апертуру та викликає нагрів катода, збільшуючи термоелектронну емісію, тобто, наприклад, струм електронного пучка зростає на 0,7% за прискорювальної напруги 3,99 кВ, тоді як пік вихідної потужності становить

61 мВт у порівнянні зі значенням струму пучка за напруги 4,03 кВ зі спостережуваною вихідною потужністю 17 мВт.

Експериментально спостережуване зменшення струму електронного пучка при прискорювальних напругах вище за 4 кВ, як показано на рис. 3.11(а), можна пояснити перегрівом поверхні гребінки поблизу колектора, що призводить до деградації струму термоелектронної емісії електронів, спричиненої впливом іонного бомбардування. Хоча внутрішній геттерний насос забезпечує тиск залишкових газів всередині клинотрона нижче 2×10<sup>-7</sup> мм рт.ст., додатковий зовнішній канал водяного охолодження в області колектора може бути застосований для покращення процесу теплопередачі.

Слід зазначити, що вимірювання вихідної потужності клинотрона проводилися за допомогою надрозмірного хвилевідного тракту, як показано на рис. 3.12. Порівняння вимірювань потужності в такій системі з вимірюваннями потужності безпосередньо з виходу клинотрона продемонструвало, що потужність після проходження тракту спадає близко на 10% у порівнянні з потужністю генерації на виході клинотрона, як можна побачити порявнявши графіки рис. 3.11 та рис. 3.13.



Рисунок 3.11 – Залежності струму електронного пучка а) та вихідної потужності; б) від прискорювальної напруги клинотрона діапазону 280– 330 ГГц після юстування в магнітному полі для забезпечення найширшого діапазону електронного перестраювання частот за потужності розжарення катоду: 8 Вт (синій), 8,25 Вт (оливковий) та 8,5 Вт (червоний)



Рисунок 3.12 – Фотографія клинотрона діапазону 280–330 ГГц після юстування в магнітному полі разом з хвилеводним трактом для вимірювань параметрів генерації

Робочі параметри клинотрона безперервної дії діапазону частот 280-330 ГГц, які відповідають продемонстрованим залежностям вихідної потужності від прискорювальної напруги після юстування клинотрона в магнітній системі (рис. 3.11), представлені в таблиці 2.

Параметр	Діапазон значень
Прискорювальна напруга (кВ)	2,9 - 4,55
Струм електронного пучка (мА)	145 – 165
Діапазон чатот генерації (ГГц)	280 - 335
Напруга розжарення катода (В)	< 6
Струм розжарення катода (А)	< 1,5
Магнітне поле в просторі	× 1 1
взаємодії (Тл)	> 1,1

Таблиця 2 – Параметри вихідної потужності клинотрона



Рисунок 3.13 – Залежності струму електронного пучка та потужності генерації від прискорювальної напруги у клинотроні діапазону 280–330 ГГц для випадку вимірювань потужності безпосередньо на фланці вихідного хвилевода для двох значень потужності розжарення катоду

Експериментальне дослідження залежності частоти генерації від прискорювальної напруги та струму електронного пучка під час юстування клинотрона в магнітному полі показало (рис. 3.14), що стрічковий електронний пучок може взаємодіяти з вищими модами поверхневої хвилі, амплітуда поля яких розподілена не тільки рівномірно вздовж ширини ламелі гребінки, але й з модами вищого порядку (з одним або двома вузлами *E*-компоненти вздовж ширини ламелі гребінки). Опір зв'язку стрічкового електронного пучка з такими гармоніками суттєво нижчий, ніж у гармоніки з однорідним розподілом поля, проте це може порушуватися через наявність дрейфу електронів на границях стрічкового пучка, що проходять область взаємодії.



Рисунок 3.14 – Експериментальні результати збудження як симетричних (n<sub>x</sub>=1 та n<sub>x</sub>=3), так і несиметричної (n<sub>x</sub>=2) мод у діапазоні частот 297–335 ГГц представлені на дисперсійних залежностях фундаментальної n<sub>x</sub>=1 (суцільна лінія), несиметричної n<sub>x</sub>=2 (штрихова лінія) та симетричної n<sub>x</sub>=3 (штрихпунктирна лінія), де лінії пучка (пунктирні криві) показані для діапазону прискорювальної напруги від 3,5 кВ до 4,5 кВ

Вимірювання збудження частоти виявили вищих мод У сповільнювальній системі клинотрона з їх подальшим перетворенням у моди вихідного хвилеводу, як видно на рис. 3.14. Експериментально було показано, що юстування клинотрона з модифікованим резонатором у магнітному полі забезпечує збудження симетричної моди з двома вузлами Екомпоненти вздовж ширини ламелі решітки в діапазоні частот від 335 ГГц до 335,5 ГГц (рис. 3.14). Однак, імпеданс зв'язку цієї моди вищого порядку зі стрічковим електронним пучком вздовж поверхні гребінки суттєво нижчий порівняно з поверхневою модою з рівномірним розподілом Е-компоненти вздовж ламелі гребінки. Водночас експериментальні результати показують збудження моди з одним вузлом Е-компоненти вздовж ширини ламелі гребінки в діапазоні частот від 300 ГГц до 335 ГГц, як видно з рис. 3.14. Видно, що вихідна потужність зростає, коли напруга пучка перевищує 3,5 кВ, тобто коли вихідна частота перевищує 300 ГГц (див. рис. 3.11 та рис. 3.14). Це добре узгоджується з коефіцієнтами передачі у вихідний хвилевід, показаними на рис. 3.8(а) та рис. 3.9(а).

#### Висновки до розділу 3

У розділі наведено результати з розробки, виготовлення та досліджень робочих характеристик клинонтрона з модифікованою електродинамічною системою у діапазоні частот від 280 ГГц до 335 ГГц. В розробленій конструкції клинотрона безперервної дії з хвилеводним виводом енергії ширина хвилеводу з гребінкою в області взаємодії співпадає з шириною вихідного хвилеводу для покращення узгодження у місці з'єднання

Отримані результати теоретичного дослідження та числового моделювання «холодної» електромагнітної системи клинотрона діапазону частот 280–335 ГГц показали передачу та ефективне перетворення основної поверхневої хвилі сповільнювальної системи в моду ТЕ<sub>10</sub> надрозмірного

вихідного хвилеводу перерізом 3,6мм\*1,8мм у діапазоні частот від 297 ГГц до 323 ГГц з коефіцієнтом проходження в діапазоні від -8 дБ до -4 дБ, тоді як рівні енергії хвилі, що потрапляє у анодну апертуру, значно нижчі.

Результати експериментального дослідження клинонтрону 3 модифікованою електродинамічною системою у безперервному режимі роботи показали декілька робочих смуг у діапазоні частот 280-335 ГГц з в діапазоні 71-110 мВт вихілною потужністю та максимумом за прискорювальної напруги 3,48 кВ (частота генерації 297,8 ГГц) та струму електронного пучка 150 мА. Робота в широкому діапазоні частот від 280 ГГц до 335 ГГц, що відповідає напругам пучка від 2,95 кВ до 4,55 кВ, була продемонстрована для максимального струму пучка до 165 мА.

Експериментально продемонстровано взаємодію стрічкового електронного пучка з поверхневою хвилею, розподіл амплітуди поля якої має кілька вузлів вздовж ширини ламелі гребінки.

Експериментальні результати вимірювань частоти генерації показали збудження вищих мод у сповільнювальній системі з їх ефективним перетворенням у певні моди вихідного хвилеводу, що добре узгоджується з результатами числового моделювання.

#### **РОЗДІЛ 4**

## ПІДСИЛЕННЯ ТА ГЕНЕРАЦІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ТГЦ ДІАПАЗОНУ В РЕЖИМІ ЗБУДЖЕННЯ ГІБРИДНИХ ОБ'ЄМНО-ПОВЕРХНЕВИХ МОД

Генерацію коливань в ТГц діапазоні в режимі збудження гібридних об'ємно-поверхневих мод було запропоновано в [27, 28, 72, 73]. Такі моди, що розглядались в структурі з одинарною гребінкою виникають завдяки неоднорідності гребінки та зв'язуванню (міжтипової взаємодії) витічних мод з об'ємними модами закритого хвилевода. Було теоретично показано що цей режим має переваги для генерації в ТГц діапазоні через відносно низьку чутливість до омічних втрат, високу ефективність надрозмірного виводу випромінювання, однорідний розподіл ВЧ поля по ширині гребінки, тощо. Експериментальні дослідження були проведені в приладах спроектованих на діапазони 0,1 ТГц та 0,14 ТГц [44] та було показано, що гібридні об'ємноповерхневі моди дійсно збуджуються в такій системі, а їх вихідна потужність та пусковий струм є співпідставними зі значеннями, що притаманні класичним клинотронам. Так як в початковому експерименті спроектовану структуру не було оптимізовано, а очікувані переваги режиму гібридних об'ємно-поверхневих мод мають бути більш помітними на більш високих частотах [27, 28, 72, 73], отримані експериментальні результати вказують на перспективність розвитку цього принципу для генерації коливань в ТГц діапазоні. Також при аналізі дисперсійної кривої гібридних мод було помічено, що синхронизм електронного потоку з прямою хвилею може відбуватись у відносно широкому діапазоні частот. Тому важливим є вивчення можливості створення підсилювача при збуджені гібридних об'ємно-поверхневих мод.

Таким чином в даному розділі теоретично та експериментально досліджується режим підсилення при збуджені гібридних об'ємноповерхневих мод, а також теоретично вивчаються шляхи подальшого розвитку режимів генерації з метою збільшення ККД та ширини смуги частотного перестроювання.

## 4.1 Посилення біжучої гібридних об'ємно-поверхневих хвилі в структурі з неоднорідною гребінкою

## 4.1.1 Загальні проблеми, що мають бути вирішені при створені ТГц підсилювачів, і вибір структури підсилювача

Проблеми, що обмежують вихідну потужність субТГц та ТГц підсилювачів частково збігаються з проблемами при створені генераторів: швидке зменшення амплітуди ВЧ-поля поблизу сповільнювальної структури, збільшення омічних втрат, технологічні обмеження при виготовлені елементів структури, формування та транспортування щільних електронних потоків, тощо. Окремі проблеми пов'язані з широкосмуговим узгодженням вхідного хвилевола зi сповільнювальною структурою, уникнення самозбудження коливань, виконанням умов синхронізму та високого опору зв'язку електронного потоку з ВЧ полем в широкій смузі частот при заданій прискорювальній напрузі. Так, експериментальні ТГц ЛБВ демонструють ширину частотної смуги до 7% [74-80].

Структурами що широко використовуються в ТГц ЛБХ є сповільнювальні структури на основі пітляючого хвилеводу (FWG) [31, 74, 78–84], подвійного гофрованого хвилеводу (DCW) [31, 85], хвилеводу з подвійною гребінкою з зсувом періоду (DSGW) [31, 76, 86-90]. Смугу робочих частот можна розширити шляхом зміщення вищої частоти відсічки, тоді як ширина сповільнювальної структури фіксується на рівні майже 0,6λ (λ

– центральна робоча довжина хвилі) [74–82]. У конкретному випадку DSGW це було досягнуто шляхом зменшення висоти каналу та канавок [87, 88]. У цих випадках щільність електронного пучка повинна бути істотно збільшена порівняно з лампами мікрохвильового діапазону, щоб компенсувати низький опір зв'язку [75, 76, 82]. Проте формування та транспортування інтенсивних пучків у ТГц лампах є складним питанням [76, 85, 88, 90, 91]. Для зниження робочої щільності струму пучка було запропоновано використання кількох потоків і граток [82, 89]. Одночасно для збільшення вихідної потужності та підсилення в ЛБХ зі структурою FWG і DCW було застосовано стрічковий електронний потік [31. 77. 78]. Тому одномодова надрозмірна розподілом ВЧ поля сповільнювальна структура 3 рівномірним € оптимальною для застосування з широким стрічковим електронним потоком, що було успішно застосовано завдяки гребінчастим гребінкам в багатьох ТГц генераторах [10, 11, 13, 15, 31, 92, 93]. Ширину гребінки можна збільшити до 4λ, щоб значно зменшити густину струму порівняно з конструкціями 0,6λ, при забезпечені одночастотної генерації на поверхневій хвилі з рівномірним розподілом поля по ширині гребінки [11, 15], зокрема в неоднорідних (біперіодичних) гребінках в режимі збудження гібридних об'ємноповерхневих мод [[27, 28, 72, 73]. Дисперсія структури, що показано на рис. 4.1 містить позитивні гармоніки синхронні з електронним потоком в доволі широкій смузі частот (рис. 4.2). Крім того цю смугу можна регулювати шляхом зміни глибини модифікованих канавок і висоти каналу пучка, тоді як ширина гребінки майже не впливає на частотну смугу [94].

У цьому підрозділі досліджується підсилювач бігучої хвилі Wдіапазону з неоднорідною ґраткою. Переваги цієї структури полягають у сумісності з низьковольтним (< 5 кВ) широким стрічковим електронним пучком, високою здатністю розсіювання тепла та доступною технологію виготовлення. Незважаючи на набір сучасних технологій виготовлення [95], таких як глибоке реактивне іонне травлення [74] та нано-фрезерування з ЧПК [76, 77, 79, 83, 96], вузьким місцем деяких сучасних конструкцій ТГц FWG-LWT є структура, яка складається з двох ідентичних половинок, з'єднаних разом у остаточну збірку [77, 89]. Розбіжність половин викликає значні відбиття в робочому діапазоні частот [83], тому точність повинна бути кращою, ніж кілька мікрон [76].

Розглянута гребінка має періодично змінену глибину кожної q-ї канавки q-h з періодом L = g-p (рис.1), де p – період «базової» гребінки. Подібні структури розглядалися для антенних систем і сповільнювальних структур електронно-вакуумних приладів [10, 27, 44, 72, 94]. Модифікація забезпечує специфічні дисперсійні властивості, такі як розщеплення дисперсійної кривої поверхневої хвилі немодифікованої гребінки на кілька гілок. Ширина смуг пропускання залежить як від коефіцієнта модифікації q, так і від відстані до верхньої стінки D. Дисперсійні властивості неоднорідної гребінки та аналіз режимів взаємодії пучка з хвилею показали його потенціал для генерації ТГц випромінювання [27, 44, 72, 94, 97]. Водночас бракує детального як експериментального, так і теоретичного аналізу підсилення біжучої хвилі в таких структурах при взаємодії з широким стрічковим електронним пучком.



Рисунок 4.1. – Схема неоднорідної гребінки з верхньою стінкою  $(L = g \cdot p, g = 3).$ 

## 4.1.2 «Холодне» моделювання»

На рис. 2 наведено дисперсійну діаграму хвилеводу з неоднорідною гребінкою (g = 3) для в діапазоні зсуву фази за період p від  $\pi$  до  $2\pi$ . Дисперсійні криві розраховувались з використанням теорії, описаної в [44]. Кожна гілка може бути представлена набором просторових гармонік r, пов'язаних з періодом L:  $k_z = k_0 + 2\pi r/L$ , де  $0 < k_0 < \pi/L$ . Використовуючи цю термінологію, структуру можна спроектувати для отримання синхронізму пучок-хвиля з r-ю позитивною гармонікою. Змодельовані дисперсійні характеристики демонструють можливу постійну фазову швидкість  $v_{ph}$  у широкому діапазоні частот для гілки b = 2. На рис. 4.2 (б, с) представлені швидкості позитивних гармонік r = +1, +2 для гілки b = 2. На графіках частота f нормована на центральну частоту смуги пропускання  $f_c$ . Для даної конфігурації оптимізовані параметри D/p і q демонструють електронно-хвильовий синхронізм у широкому діапазоні частот (смуга пропускання до 15%) для гармоніки r = +1 та до 10% для гармоніки r = +2.



Рисунок 4.2. – (а) дисперсійна діаграма хвилеводу з неоднорідною гребінкою (суцільна товста): g = 3, h = 0.575 мм, q = 1.27, p = 0.28 мм, D/p = 2.85. Заштриховані області відповідають областям, де  $v_{\rm ph}(r=0) \ge c$ . Фазові швидкості позитивних гармонік r = 1 (б), r = 2 (с) для смуги b = 2 (g = 3).

Розраховані абсолютні значення опору зв'язку  $R_c$ , усереднені по осі Оу, становлять 6 Ом і 1,3 Ом відповідно для гармонік +1 і +2 гілки b = 2. Робота на гармоніці r = +1 є перспективною для ЛБХ, однак умова синхронізму вимагає напруги U 10-11 кВ для заданого періоду p. Тут розглядається робота на гармоніці при r = +2 при близько 3,7 кВ, що дозволяє спроектувати компактний пристрій з постійною магнітною системою [38].

У хвилеводі з неоднорідною гребінкою електронний пучок може одночасно взаємодіяти з ВЧ полем кількох мод (гілок). Аналіз клинотрона з подібними сповільнювальними структурами показав, що генерація спостерігалася для перших трьох гілок [44]. У випадку підсилювача проблему збудження паразитних мод поблизу частоти відсічки можна розглянути за допомогою численних теорій [98, 99], і, як правило, її можна усунути, вибравши правильний параметр розсинхронізму та узгодити сповільнювальну структуру на кінцях для уникнення відбиття. Щоб уникнути самозбудження для інших гілокх, слід обмежити струм пучка і довжину області взаємодії.

На рис. 4.3 показані нормований імпеданс зв'язку  $R_c$  і загасання  $\gamma$ , викликане омічними втратами для просторових гармонік *r*, синхронних з електронним пучком в діапазоні від 3,2 кВ до 4,2 кВ. За певних умов повний опір  $R_c$  (r = +2) менший за опір конкуруючих мод гілки b = 3 ( $f \approx 112$  ГГц), але в той же час загасання  $\gamma$  робочої гармоніки значно менше. Тому ці моди можуть збуджуватися при великому робочому струмі. Крім того, можливе самозбудження об'ємних резонансних мод поблизу частоти 120 ГГц у разі значної довжини взаємодії при прискорювальній напрузі 3,5 – 3,6 кВ. Подібні умови справедливі для самозбудження режиму ЛЗХ гілці b = 1 (r = -2) при напрузі пучка 4,2 кВ. Отже, діапазон робочих напруг від 3,7 кВ до 4 кВ є кращим для підсилення біжучої хвилі в цій структурі.



Рисунок 4.3. – Нормований (а) імпеданс зв'язку (б) і ВЧ омічні втрати просторових гармонік  $r = \pm 2, \pm 3$  у смугах b = 1, ...4. Параметри структури: g = 3, h = 0.575 мм, q = 1.27, p = 0.28 мм, D/p = 2.85. Імпеданс зв'язку усереднено вздовж осі у

Узгодження вхідних/вихідних хвилеводів і області взаємодії є ключовим моментом для розробки ТГц ЛБХ. Відомим рішенням для граток є зменшення висоти ламелей для перетворення поперечного перерізу області взаємодії на прямокутний хвилевід і вигин хвилеводу перпендикулярно шляху поширення електронного пучка і, нарешті, перетворення хвилеводу відповідно до розмірів WR [31, 90]

Схематичний вигляд області взаємодії та запропонована структура зв'язку показані на рис. 4.4 а. Вхідний/вихідний хвилевід WR–10 звужується як у H-, так і в Е-площині, щоб відповідати поперечному перерізу надрозмірного хвилеводу зі сповільнювальною структурою (7,2 мм × 0,8 мм). Потім хвилевід згинається, щоб з'єднати область взаємодії. Розсіювання моди TE<sub>10</sub> вхідного порту було досліджено для різних кутів вигину  $\theta$  за допомогою MAGIC3D [46]. Провідність металевих частин була встановлена на  $\sigma = 2,1 \times$ 107 См/м, щоб врахувати омічні втрати BY [86, 96]. На рис. 4.4 (b) продемонстровані обидва параметри розсіювання S<sub>11</sub> і S<sub>21</sub> для гілки b = 2. Результати моделювання показують, що мінімум S<sub>11</sub> має наближується до низької частоти відсічки смуги пропускання, якщо кут  $\theta$  збільшується, а вузькосмуговий резонанс виникає при  $\theta = 60^{\circ}$ . Причину такого резонансу можна пояснити приблизною рівністю кутів гібридної об'ємно-поверхневої (швидкої гармоніки, r = 0) і падаючої хвилі [27, 44, 72].



Рисунок 4.4 – (а) Схематичний вигляд структури. (б) Параметри розсіювання, змодельовані для різних кутів вигину зв'язку  $\theta$ . Частота f нормована до центральної частоти  $f_c$  смуги пропускання (b = 2). Параметри структури: g = 3, h = 0.575 мм, q = 1.27, p = 0.28 мм, D/p = 2.85.

### 4.1.3 Аналіз підсилення біжучої хвилі

Електронно-хвилева взаємодія в запропонованій структурі була досліджена за допомогою як нелінійної стаціонарної теорії ЛБХ [63, 87], так і моделювання за допомогою чисельних комерційних РІС солверів. У теорії розглядається ідеально узгоджена область взаємодії. Поперечним рухом

електронів нехтували через припущення нескінченного фокусуючого магнітного поля. Моделювання проводилося для сповільнювальної структури з дисперсійною діаграмою, показаною на рис. 4.2 (а). Вхідний ВЧ сигнал постійної частоти та амплітуди брався в якості граничної умови в РІС моделюванні. Отримані теоретичні результати добре узгоджуються з РІС моделюванням. Теорія показала посилення слабкого сигналу 10 дБ на 96 ГГц і U = 3,73 кВ, I = 80 мА для області взаємодії, що складається з 17 великих періодів L, тоді як моделювання PIC показало 14 дБ. Збільшення довжини взаємодії до 42 мм забезпечило підвищення лінійного посилення до 21 дБ. Однак можливе збудження зворотних хвиль на частотах 112 ГГц і 120 ГГц обмежує струм пучка до 17 мА для подовженої структури. Тому було секційну конструкцію запобігання розглянуто лампи для побічних автоколивань [83, 90]. Базові рівняння [85] було доповнено умовою  $F^+(\xi) = 0$ для окремої області  $\xi_i < \xi \leq \xi_i + \Delta$ , де  $\xi_i$  – початкова безрозмірна координата окремої області,  $\Delta$  – довжина ділянки,  $F^+$  – безрозмірна комплексна ВЧ амплітуда прямої хвилі. Довжина вихідної секції та струм пучка були визначені для отримання як максимального підсилення, так і стабільної двосекційної конфігурації, роботи. Робочі параметри змодельованої теоретично, узагальнені на рис. 4.5.



Рисунок 4.5 – Характеристики двосекційної структури взаємодії з неоднорідною гребінкою: (а) розподіли надрозмірної амплітуди ВЧ F+ і першої гармоніки ВЧ стуму пучка  $I_1$ ; коефіцієнт підсилення як функція; (б) напруги U при 95.64 ГГц та; (с) частоті f при 3.8 кВ, змодельовані для різних струмів I; (д) коефіцієнт підсилення G, вихідна потужність  $P_{out}$  електронний коефіцієнт корисної дії η в залежності від потужності, змодельовані при 96.34 ГГц, 3.8 кВ і 60 мА. Параметри структури: g = 3, h = 0.575 мм, q = 1.27, p = 0.28 мм, D/p = 2.85.

Модель РІС і результати моделювання, що спостерігаються на 96 ГГц, показані на рис. 4.6 та 4.7. РІС-моделювання передбачає загальне посилення малого сигналу до 25 дБ при 30 мА та 3,7 кВ, що дещо відрізняється від теоретичних результатів. Окрім компактної конструкції двосекційного ЛБХ, перевагою роботи на низькій напрузі (r = +2, U = 3,7 кВ) є безперервна робота з високим коефіцієнтом підсилення, який можна порівняти з відомими ЛБХ W-діапазону з високоенергетичними пучками [84, 91]. Крім того, груба оцінка показує, що електронний ККД ЛБХ при роботі під високою напругою (r = +1, U = 11 кВ) може бути навіть набагато вищим

через високий опір зв'язку. В наступному підрозділі характеристики однієї короткої секції досліджено експериментально в якості першого кроку до реалізації ідеї двосекційної схеми.



Рисунок 4.6 – (а) Модель MAGIC2D модель схеми з неоднорідною гребінкою (g = 3). (б) ВЧ поле змодельоване при 97 ГГц, U=3.7 кВ, I=30 мА. (с) Залежність коефіцієнта підсилення малого сигналу від частоти, розрахована для вхідної та вихідної секцій, демонструє порівняння між моделюванням 2-D РІС (квадрати) і теорією (пунктирні лінії).. Параметри структури: g = 3, h = 0.575 мм, q = 1.27, p = 0.28 мм, D/p = 2.85, довжина вхідної та вихідної секцій 14.3 мм та 24.4 мм відповідно.



Рисунок 4.7 – Модель PIC і результати моделювання, що спостерігаються на 94–98 ГГц.

## 4.1.4 Результати експериментальних досліджень

В даному підрозділі наводяться результати експериментального дослідження підсилення біжучої хвилі в структурі з неоднорідною гребінкою довжиною 14,3 мм і шириною 3,5 мм. Конструкція виготовлена за допомогою електроерозійної обробки та хімічного полірування. Шорсткість поверхні виготовленої схеми становить 0,1–0,2 мкм. Сповільнювальна структура розміщується всередині секції хвилеводу (рис. 4.8 (а)). В експериментальному пристрої використовується діодна електронна гармата на основі іпмпрегнованого пористого катода [38]. Поперечний переріз сформованого стрічкового електронного потоку становить 0,14 мм × 2,5 мм. Потік транспортується на відстані 15 мкм від поверхні гребінки. Фокусуюче магнітне поле 0,5 Тл забезпечує проходження 70-90% потоку через еквівалентну 15–мм структуру, але моделювання передбачає проходження

86% електронного потоку (3,7 кВ, 60 мА) для двосекційної конструкції. Схема експериментальної установки наведена на рис. 4.8 (б). Як джерело збудження використовувався клинотрон W-діапазону, що працював у діапазоні частот від 89 ГГц до 100 ГГц та був з'єднаний з лінією передачі WR-10 та змінним аттенюатором, що забезпечувало керування вхідного сигналу на вхідному фланці експериментального пристрою. Загальні втрати лінії передачі становлять близько 2,8 дБ. Як вхідний, так і посилений сигнали детектуються діодами Шотткі, а резонаторні хвилеміри використовуються Вихідна вимірювання частоти. потужність вимірюється для термоелектричним вимірювачем потужності. Коефіцієнт підсилення обчислюється на основі співвідношення між ВЧ потужністю у вхідному фланці та потужністю, виміряною на вихідному хвилеводі. Обидва значення розраховуються на основі потужності, виміряної в кінці лінії передачі, і втрат при передачі. Перед експериментом з підсилення біжучої хвилі, були визначені експериментально умови самозбудження (коли не подається вхілний Експериментальні дослідження збудження сигнал). виявили поверхневих хвиль на обох гілках b = 1 (U = 2 – 2,5 кB) i b = 2 (U = 3,2 – 3,4 кВ). Пусковий струм був близько 35–40 мА і 60–65 мА для гілок b = 1 і b = 2 відповідно.


Рисунок 4.8 – (а) Поперечний переріз структури взаємодії. (б) Схема експериментальної установки: ПМ - вимірювач потужності, ДС - діаграма спрямованості. (с) Залежність вихідної потужності від напруги пучка U, виміряної під час випробувань на самозбудження при різних струмах пучка I.

Збудження на гілці b = 2 відповідає роботі краю смуги ( $k_{zp} = 5\pi/3$ ) в діапазоні частот від 99 ГГц до 100 ГГц. На рис. 4.8 (с) продемонстровано ВЧпотужність, виміряну в режимі ЛЗХ, для різних значень струму та напруги потоку. Вихідна потужність становить 0,2-0,9 Вт в діапазоні частот від 80 ГГц до 85 ГГц (b = 1) і 0,2–1,2 Вт (b = 2), а струм пучка знаходиться в діапазоні від 70 мА до 100 мА. Під час експерименту, самозбудження на інших гілках дисперсії за таких же умов не спостерігалося. Отже, відсутність самозбудження генерації була доведена для діапазону напруг пучка 3,5 – 4,5 кВ і струмів нижче 100 мА

Експериментальні випробування підсилювача проводилися в режимі малого сигналу, тому вхідна потужність була обмежена 5 мВт, а смуга частот вхідного сигналу була 93–99 ГГц з урахуванням наведеного вище дослідження режиму генерації. Для точного керування напругою потоку та нагрівача як джерела сигналу так і експериментального пристрою використовувались джерела живлення високої напруги, що було розроблено в нашій лабораторії [11].

На рис. 4.9 показані часові залежності ВЧ-сигналу, зареєстровані на вихідному фланці експериментального пристрою, для різної амплітуди вхідного сигналу  $A_i$ . Ці залежності було отримано в змінному режимі (випрямлена синусоїда з тривалістю 10 мс і частотою повторення 100 Гц) роботи підсилювача та постійному режимі клинотрона, що використовувався в якості джерела вхідного сигналу. Оскільки напруга U в змінному режимі змінюється від 0 до номінального значення (4,3 кВ), можна спостерігати серію сигналів, що відповідають взаємодії електронного потоку з хвилею на різних частотах, наприклад роботу ЛЗХ в обох гілках b = 1 (2,2 кВ) і b = 2 (3,4 кВ). Пік підсилення виникає при 3,6 кВ і змінюється в міру збільшення амплітуди вхідного сигналу. Поглинання ВЧ енергії електронним пучком можна чітко спостерігати при 3,45 кВ, що відповідає негативному параметру розсинхронізму. В робочому режимі діапазон підстроювання напруги потоку був 200–300 В.



Рисунок 4.9 – Огинаючі радіочастотного сигналу, зареєстрованого на вихідному фланці в імпульсному режимі роботи експериментального пристрою. Збудження зворотної хвилі відбувається при напругах 2,3 кВ і 3,3 кВ. Амплітуда неперервного вхідного сигналу Аі зростає від 0 мВ до 10 мВ. Підсилення сигналу відбувається на частоті 97,2 ГГц, а середній імпульсний струм підсилювача I = 57 мА.

Підсилення слабкого сигналу, виміряне експериментально В безперервному режимі порівнюється на рис. 4.10 3 теоретичними вхідної секції двосекційної ЛБХ. розрахунками описаними для В попередньому підрозділі. Зміна напруги пучка забезпечує регулювання максимального підсилення в діапазоні робочих частот, і обидва результати показують добре узгодження. Збільшення струму пучка впливає на значення підсилення при постійному вхідному сигналі та напрузі U, як показано на рис. 4.11. Так, при 60 мА підсилення становить до 9 дБ на 97,9 ГГц, тоді як підсилення перевищує 12 дБ у разі струму потоку 100 мА.



Рисунок 4.10 – Залежність коефіцієнта підсилення від напруги пучка для експериментальної односекційної схеми виміряно (точки) при різних частотах приводу і порівняно з теорією (лінії).



Рисунок 4.11 – Коефіцієнт підсилення як функція струму пучка, виміряний (квадрати) на частоті 97,95 ГГц і порівняний з теорією (лінія) і MAGIC2D (ромби) для напруги пучка 3,69 кВ.

Ha 4.12 порівняння рис. наведено між експериментальними, теоретичними результатами та даними PIC-моделювання коефіцієнту посилення слабкого сигналу від частоти. Максимальна ширина смуги виміряна на рівні -3 дБ, становить близько 2 ГГц. Діапазон частот підсилення біжучої хвилі регулюється напругою потоку, а частотна характеристика змінюється відповідно до кривої дисперсії, що показує повну смугу частот приблизно 5 ГГц (94–99 ГГц)



Рисунок 4.12 – Залежність коефіцієнта підсилення малого сигналу від частоти для односекційної схеми, виміряного експериментально (крапки) і передбаченого як теорією (пунктир), так і РІС-моделюванням (ромби). Коефіцієнт підсилення двосекційної схеми показано суцільними лініями. Робочі параметри: І = 60 мА, а) U = 3,9 кВ і b) U = 3,7 кВ.

# 4.2 Моделювання режиму багатохвильового випромінювання Сміта-Парселла при збудженні гібридних об'ємно-поверхневих мод в структурі з подвійною неоднорідною гребінкою та діелектричним шаром

#### 4.2.1 Досліджувана структура

Слід зазначити, що незважаючи на переваги режиму збудження гібридних об'ємно-поверхневих мод таких як підвищена ефективність зворотного зв'язку та виводу енергії випромінювання, в розглянутій в [100] структурі з одинарною граткою, товщина ефективного шару дорівнює близько 15–25 мкм на частоті 0.6 ТГц для електронного потоку, що прискорюється напругою 7–25 кВ. Також в роботах [73] було показано, що смуга електронного перестроювання частоти дорівнює 1-3%, а разом з механічним перестроюванням може бути близько 5%. При цьому, як і в приладах типу ГДВ, оротрон, КРВ [100] механічне перестроювання здійснюється завдяки переміщенню дзеркал всередині вакуумованого об'єму. Таким чином для вирішення цих проблем було розглянуто подвійну неоднорідну гребінку у якості сповільнювальної системи. Відомо, що використання сповільнювальних систем з подвійною гребінкою дозволяє збільшення ефективного шару ВЧ поля, а отже збільшується вихідна потужність та дещо спрощується транспортування електронного потоку. Так, цей принцип було застосовано в таких черенковських електронно-вакуумних приладах я як ГДВ [101], оротрон [101], ЛЗХ [102, 103], ЛБХ [102, 103], КРВ [104–106]. При «холодному» аналізі неоднорідної подвійної гребінки розміщеної у закритому хвилеводі з'ясувалось, що робоча смуга збудження гібридних об'ємно-поверхневих мод може бути значно ширше ніж у випадку одинарної гребінки. Таку неоднорідну гребінку можна розглядати як модифікацію подвійної гребінки, що застосовується в ЛЗХ та ЛБХ на поверхневих модах шляхом прорізу щілин з періодом L=3l у верхній гратці як показано на рис. 4.13.

Діелектричний шар, що покриває верхню гребінку (щілину антену) в такій структурі призначено як для забезпечення ефективного позитивного зворотного зв'язку, так і для вакуумування лампи з метою створення додаткового зворотного зв'язку по об'ємним гармонікам завдяки дзеркалам, розташованими поза вакуумованим простором, що має значно спростити механічне перестроювання.



Рисунок 4.13 – Біперіодична подвійна решітка, покрита діелектричною пластиною: (а) відкрита структура; (b) закритий хвилевід

### 4.2.2 Аналіз дисперсійних властивостей структури

В даному розділі в рамках загального дослідження, розглядається не конкретний матеріал діелектрика, а вивчення загальних закономірностей проводиться для випадку ізотропного діелектрика без втрат з відносною діелектричною проникністю  $\varepsilon_r = 4$ . Хвилеві числа можливих витічних хвиль відкритої структури (рис. 4.13 а) мають бути комплексними за рахунок втрат на випромінювання у вільний простір, що використовується для створення антен витічних хвиль поверхневого псевдо-плазмон поляритона (ПППП) (LWA SSPP) [107, 108]. Для знайдення «чистого» поверхневого псевдоплазмон поляритона (ПППП) було розглянуто структуру без діелектрика і з малою відстанню до верхньої стінки  $D < \lambda/2$ , що підтримує тільки поверхневу хвилю. «Холодне» моделювання за допомогою солвера MAGIC-2D [109] показало, що існують декілька типів ПППП в неоднорідній подвійній гратці з щілинами, і не кожен ПППП має змогу ефективно взаємодіяти з електронним потоком що рухається між гребінкми (тобто не кожен ПППП має достатній опір зв'язку з електронним потоком). Таким чином на рис. 4.14 а показано дисперсійну залежність для ПППП з максимальним опором зв'язку з електронним потоком. Дисперсія структури з товщиною діелектрика  $d_{\varepsilon}=0.8$ мм наведена на рис. 4.14 б. Ця дисперсія зображена в діапазоні поздовжнього хвильового числа  $k_z$  від 0 до  $\pi/L$ , так як ВЧ поле для гребінки з періодом Lможе бути розкладено в ряд Флоке:

$$H_{x} = \sum_{s=-\infty}^{\infty} e^{ik_{zs}z} \left( A_{s} e^{ik_{ys}y} + B_{s} e^{-ik_{ys}(d-y)} \right), \qquad (4.1)$$

<sub>Дe</sub> 
$$k_{ys} = \sqrt{\varepsilon_r k^2 - k_{zs}^2}, k_{zs} = k_0 + 2\pi s/L, k = \omega/c.$$









Рисунок 4.14 – Дисперсія закритого хвилеводу показана на рис. (а) з наступними параметрами: L = 31, 1 = 70 мкм, h = 90 мкм, d = 50 мкм. (а) ПППП структури без діелектрика (виділені смуги демонструють сильну електронно-хвильову взаємодію); (б) дисперсія структури з dε = 0.8 мм і D = 0.2 мм. Сіра крива показує дисперсію ПППП, що підтримується відкритою біперіодичною гребінкою без діелектрика; (в) області дисперсії, що відповідають об'ємним і поверхневим хвилям в діелектрику і вакуумі.

Рисунок 4.14 а розширено до більших хвильових чисел, щоб підкреслити гармоніки, що відповідають високим значенням опору зв'язку. Перетини цих гілок з лініями потоку  $f = 2\pi v_e k_z$  вказують частоти, що задовольняють умові синхронізму пучка з хвилею для різних напруг пучка. Для аналізу кутів випромінювання витічної хвилі, що є випромінюванням Сміта-Парселла (ВСП) при збудженні електронним пучком, дисперсію розбивається на області, що відповідають чистій поверхневій хвилі, ВСП у вільному просторі (4.2) і ВСП у діелектрику (4.3) :

$$\pm k = k_z = \omega/v_e - 2\pi q/L \tag{4.2}$$

$$\pm \sqrt{\varepsilon_r}k = k_z = \omega/v_e - 2\pi q/L \tag{4.3}$$

Ці умови показані на рис. 4.14 лініями світла в діелектрику  $\omega = \pm c/\sqrt{\varepsilon_r} k_z + 2\pi s/L$  та у вакуумі  $\omega = \pm ck_z + 2\pi s/L$ . На дисперсії можна знайти область, де один дифракційний порядок випромінюється у вакуум (повітря), а два порядки випромінюються в діелектрик. Поєднання умови ВСП випромінювання q<sub>1</sub>-го порядку (як у вакуумі, так і в діелектрику) (4.2) разом з умовою ВСП наступного q<sub>2</sub>-го (q<sub>2</sub>=q<sub>1</sub>±1) порядку (тільки в діелектрику) (4.3) дозволяє знаходження мінімальної частоти для наступної

умови  $\pm k = \frac{\omega}{v_e} - \frac{2\pi q_1}{L}$  та  $\mp \sqrt{\varepsilon}k = \frac{\omega}{v_e} - \frac{2\pi (q_1 \mp 1)}{L}$ 

$$f_{min} = c/(1 + \sqrt{\varepsilon_r})L \tag{4.4}$$

Для розглянутих параметрів гребінки та діелектрика умова (4.4) приводить до  $f_{\min}\approx 0,476$  ТГц (див. рис. 4.14, в). Відповідно до (4.2) і (4.3) на дисперсії можна виділити п'ять областей (див. рис. 4.14 в): A – чисто поверхнева хвиля; B – одна об'ємна хвиля в діелектрику і поверхнева хвиля у вакуумі; C – дві об'ємні хвилі (два порядки ВСП) тільки в діелектрику; D – одна об'ємна хвиля як в діелектрику, так і в вакуумі; E – дві об'ємні хвилі в діелектрику і одна об'ємна хвиля в вакуумі

Отже, з рис. 4.14 а та рис. 4.14 б можна зробити висновок, що ВСП у вільний простір відбувається в областях D та E, де відбувається сильна електронно-хвильова взаємодія. Це відповідає діапазонам частоти та напруги потоку приблизно 0,52–0,68 ТГц і 6,8–25 кВ відповідно. Крім того, другий

порядок ВСП в діелектрику виникає в області *E* в діапазонах напруг 6,8–9 кВ (0,52–0,57 ТГц – область 1) і 13,8–25 кВ (0,63–0,67 ТГц – область 3).

Коли моди, згадані вище, не зв'язані (немає взаємодії мод), амплітуди в (4.1) і групові швидкості кожної моди досить близькі до ізольованого випадку (або діелектричного хвилеводу, закритого хвилеводу або ПППП). Зв'язок між різними модами можливий поблизу областей їх перетину  $(k_{zi} \cong k_{zj})$ , як показано на рис. 4.14 б. Виділимо кілька випадків взаємодії мод для заданої дисперсії:

- Витічна мода ПППП (LW SSPP) зв'язується з об'ємною хвилею закритого хвилевода (рис. 4.15 а). Зворотний зв'язок можливий як по зворотному ПППП так і по об'ємній хвилі [28].
- Хвиля в діелектричному шарі з'єднується з ПППП. Зворотний зв'язок можливий як за зворотним ПППП, так і за хвилею в діелектрику (рис. 4.15 б).
- 3. Хвиля в діелектричному шарі зчеплена з об'ємною хвилею закритого хвилеводу. Зв'язок виникає за рахунок дифракції хвилі в діелектричному шарі на гратці (рис. 4.15в). Це явище широко використовується в антенах на витічних хвилях (LWA) [108–111].
- 4. Одночасний зв'язок трьох різних мод: ПППП, хвилі в діелектричному хвилеводі та хвилі закритого хвилеводу (рис. 4.15 г, д). Зворотний зв'язок встановлюється за допомогою зворотного ПППП разом з хвилею в діелектрику або об'ємною хвилею закритого хвилеводу.



Рисунок 4.15. – Картини власних мод у досліджуваному контурі, що відповідають різним випадкам зв'язку мод: (а) ПППП з об'ємною хвилею закритого хвилеводу; (б) хвиля в діелектричній пластині з ПППП; (в) хвиля в діелектричній пластині з об'ємною хвилею закритого хвилеводу; (г) одночасний зв'язок ПППП, хвилі в діелектричній пластині та хвилі закритого хвилеводу.

Треба зауважити, що групова швидкість «ізольованих» мод може мати однаковий або протилежний напрямок, тоді як коли вони зв'язані, групова швидкість відноситься до зв'язаної моди. Гібридні моди, які виникають за рахунок зв'язку поверхневих і об'ємних мод, мають властивості обох взаємодіючих мод. У випадку закритого хвилеводу (рис. 4.13b, рис. 4.15) такими модами є гібридні об'ємно-поверхні моди (HBSM).

ВЧ-поле зосереджено поблизу подвійної гребінки і всередині діелектрика, коли ПППП співіснує з двома дифракційними порядками у відкритій структурі, показаній на рис. 4.13 а. Крім того, частина енергії хвилі, що поширюється, випромінюється у вільний простір (витічна хвиля). Тому таку моду можна інтерпретувати як гібридну об'ємну (в діелектричний шар) – поверхневу (локалізовану в гратці) – витічну (випромінювання у вільний простір) моду (HBSLM). -3-й порядок дифракції, який поширюється в діелектричному шарі, може з'єднуватися в широкому діапазоні частот із ПППП, який має сильний опір зв'язку пучка з хвилею (відповідає області 1 на рис. 4.14 b, f = 0,53-0,57 ТГц). Широкосмуговий зв'язок виникає завдяки груповій швидкості «ізольованого» ПППП, яка досить близька до швидкості в «ізольованому» діелектричному шарі, що в свою чергу близька до швидкості світла в діелектрику,  $v_{SSPP} \approx -c/\sqrt{\varepsilon_r}$ .

## 4.2.3 Збудження випромінювання одиночним згустком електронів

Висновки з дисперсійного аналізу, зроблені в попередньому підрозділі, можуть бути підтверджені моделюванням методом РІС одного електронного згустку, що рухається всередині подвійної гребінки. Крім того, таке моделювання має надати додаткову інформацію про ефективність збудження, що важливо для досягнення ефективних режимів генерації коливань. На рис. 4.16 показано модель, що використається при чисельному моделюванні за допомогою солверу MAGIC2D. У випадку ВСП, (4.2) може бути переписано в більш зручній та загальній формі зв'язку кута випромінювання та довжини хвилі [112]:

$$\lambda = L(1/\beta - \cos\theta)/|q|, \qquad (4.5)$$

Де порядок q відноситься до більшого періоду гребінки,  $\beta = v_e/c$ , L=3l. Так, електронний згусток що прискорюється напругою U = 7.5 кВ ( $\beta = 0.171$ ) збуджує 1-й дифракційний порядок (q=-1) з кутом випромінювання  $\theta = 180^{\circ}$  на частоті  $f_1=0.209$  ТГц та  $\theta=0^{\circ}$  на частоті  $f_2=0.295$  ТГц. Ці оцінки узгоджуються з результатами моделювання, показаними на рис. 4.17 і рис. 4.18.



Рисунок 4.16 – Модель для моделювання руху одиночного електронного пучка всередині біперіодичної подвійної решітки, покритої діелектричною пластиною.





Рисунок 4.17 — Картини випромінювання, збудженого в біперіодичній гребінці з діелектричною пластиною одним електронним пучком, U=7,5 кВ: (a) t = 50 пс; (б) t = 100 пс.



Рисунок 4.18 —  $H_x$  спектральна компонента на зонді, розташованому над центром ґребінки на одиночному електронному пучку U=7,5 кВ

Обчислені розподіли ВЧ поля та спектри Фур'є полів в зондах, вказують на збудження витічної хвилі ПППП при  $k_{z,-2(SSPP)} \approx kcos\theta$ , внаслідок чого посилюється електромагнітне випромінювання при q = -2, на додаток до -1-го порядку. Більш того, випромінювання-3-го порядку з кутом близьким до 180° збуджує зворотну хвилю в діелектрику ( $k_z \approx -\sqrt{\varepsilon_r}k$ ) на частоті  $f \approx 0.54$  ТГц. Ці кути та частоти добре узгоджуються з дисперсійними кривими, показаними на рис. 4.14 б.

Як випливає з дисперсії, при подальшому зростанні напруги пучка *U* кут випромінювання -3-го дифракційного порядку в діелектрику залишається майже постійним (~180°), а кут у вакуумі збільшується, що можна бачити з рис. 4.19 для прискорювальної напруги 9.4 кВ.



Рисунок 4.19 – Картини випромінювання, збудженого в біперіодичній гребінці з діелектричною обкладкою одним електронним пучком, *U*= 9.4 kB

В діапазоні напруг від 9,6 кВ до 13,8 кВ випромінювання -3-го порядку зникає в діелектрику, а кут випромінювання -2-го порядку у вакуумі стає майже нормальним до гребінки, ( $\theta = 70-110^{\circ}$  область *D* на рис. 4.14 б). Оскільки діелектрику немає додаткових дифракційних В порядків, моделювання показало, що розподіли ВЧ поля, збуджуваного одним згустком у досліджуваній структурі (рис. 4.20 а), є подібними до розподілу в структури без діелектрика (рис. 4.20 б). Однак роль діелектрика полягає в посиленні вихідного випромінювання через резонанси в діелектричному шарі, що значно збільшує відношення потужності випромінювання до потужності омічних втрат.



Рисунок 4.20 – Картина випромінювання, збудженого одиночним пучком *U*= 11.5 kB у структурі (а) з діелектриком; (б) без діелектрику

При подальшому збільшенні напруги U > 14 кВ в діелектрику знову збуджуються два дифракційних порядки. Різниця з попереднім розглядом (U=7-9,5 кВ) полягає в тому, що кут ВСП в діелектрику сильно залежить від напруги потоку, і оскільки  $0 < \theta < 90^\circ$ , хвиля в діелектрику стає прямою ( $k_z \approx \sqrt{\varepsilon_r} k cos \theta > 0$ ). З рис. 4.21 а, 4.22 а можна бачити що при U = 14,2 кВ кут в діелектрику близький до 0, а групова швидкість хвилі близька до  $c/\sqrt{\varepsilon_r}$ , що забезпечує затримку  $t_1 \approx 130$  пс піку потужності хвилі через правий кінець діелектрика, тоді як через згадану залежність групової швидкості в діелектрику подальше підвищення напруги викликає збільшення затримки  $t_1$  до більш ніж 160 пс.(рис. 4.21 б, в, рис. 4.22 б, в).





Рисунок 4.21 — Картини випромінювання, збудженого одиночним пучком при t = 100 пс. (а) U = 14,2 кВ; (б) U = 18,2 кВ; (в) U = 20,2 кВ





Рисунок 4.22 – Потужність випромінювання через переріз діелектрику для z=22 мм при різних прискорювальних напругах. (а) 14,2 кВ; (б) 16,2 кВ; (в) 20,2 кВ

У випадку, коли лінія пучка перетинає кілька кривих з помірним опорм зв'язку, існує кілька кутів випромінювання витічної хвилі на різних частотах (рис. 4.23), що означає потенційну конкуренцію мод в режимі генерації. На рис. 4.23 показано як розподіл ВЧ поля, так і спектри в різних зондах, що дозволяє проаналізувати залежність між частотою та кутом випромінювання.





Рисунок 4.23 – Розподіл ВЧ поля (а) та спектри, що відповідають різним зондам при *U*=23.2 кВ. Розташування зондів: (б)

## 4.2.4 Самозбудження коливань неперервним електронним потоком

Зворотний зв'язок в розглянутій структурі може забезпечуватись за рахунок поверхневих зворотних хвиль, як у звичайних ЛЗХ [103, 113], клинотроні [10, 22] тощо. Однак такий зворотний зв'язок має значні омічні втрати та стає неефективним у ТГц діапазоні, особливо коли робоча точка близька до  $k_z = \pi/l$  [10]. Електронно-вакуумні прилади на основі традиційного ВСП, таких як ледатрон, ГДВ, оротрон та КРВ, мають нижчий опір зв'язку електронів із хвилею. Тим не менш, зворотний зв'язок, реалізований у цих пристроях, використовує об'ємні хвилі, які менш чутливі до омічних втрат і дозволяють використання високодобротних резонаторів [[101, 104–106, 114– 116]. У цьому підрозділі вивчаються схеми, які поєднують зворотний зв'язок чутливістю до омічних втрат і ефективним i3 низькою вихідним випромінюванням шляхом збудження ВСП у діелектрику. Крім того, ПППП забезпечую сильний зв'язок пучка з хвилями, тоді як ВСП, що поширюється у вільний простір, служить як вихідне випромінювання.

Відповідно до результатів, наведених у попередньому розділі, ця концепція відповідає випадку, коли ПППП і хвиля в діелектрику поширюються в протилежному напрямку до електронного пучка (зворотні хвилі), тоді як -2-й порядок дифракції спрямований у вільний простір під кутом  $\theta < 90^{\circ}$ . Це відповідає прискорювальній напрузі від 7 кВ до 9,5 кВ. Коли в структурі немає верхньої стінки, -2-й порядок дифракції у вакуумі є витічною хвилею, яка може служити вихідним випромінюванням. Для даних напруг кут  $\theta$  –3-го порядку дифракції в діелектрику близький до 180°, а поширення хвилі в діелектрику близьке до режиму одноразового відбиття, що показано на рис. 4.24.



Рисунок. 4.24 – Розподіл поля *H*<sub>x</sub> компоненти для відкритої структури в режимі стаціонарної генерації при 7,5 кВ

Цей режим малочутливий до омічних втрат [27], що приводить до того що об'ємна зворотна хвиля в діелектрику відіграє важливу роль у зворотному зв'язку. Завдяки тому що групова швидкість ПППП близька до  $-c/\sqrt{\varepsilon_r}$ зв'язок ПППП з діелектричною хвилею може відбуватися в широкому діапазоні частот. На рис. 4.14b приклад цього показано на дисперсійній діаграмі в діапазоні від 0,53 ТГц до 0,57 ТГц. Оскільки кут вихідного випромінювання залежить від прискорювальної напруги, тобто частоти, умова оптимального зворотного зв'язку може бути виконана в широкій смузі.

Коли напруга пучка змінюється від 14 кВ до 23 кВ, що відповідає зміні частоти f = 0,62-0,66 ТГц, хвиля в діелектрику стає прямою ( $\theta < 90^\circ$ ), тоді як ПППП залишається зворотною хвилею (див. рис.). Ця умова означає, що зворотній зв'язок по хвилі в діелектрику може підтримуватися лише через відбиття, подібне до того, що відбувається в резонансних ЛЗХ [117] і в гіротронах, що працюють на аксіальних модах високого порядку (НОАМ) [14, 118]. Хвилі, відбиті від правої стінки, як показано на рис. 4.24, можуть сприяти створенню такого зворотного зв'язку. Однак цей тип зворотного зв'язку є неефективним, навіть якщо знехтувати діелектричними втратами оскільки відбита хвиля сильно затухає через зв'язок із ПППП, який є дуже чутливим до омічних втрат.

Тому було розглянуто можливість створення резонансного зв'язку по об'ємній хвилі в діелектрику коли відбита хвиля не з'єднується з ПППП (що не є синхронним з електронним потоком). На рисунках 4.25 і 4.26 показано декілька відповідних конфігурацій.

Конфігурація, показана на рис. 4.25, демонструє поширення відбитої хвилі в додатковій діелектричній пластині тієї ж товщини та діелектричної проникності  $\varepsilon_r$  за рахунок відбивачів, розташованих під кутом 45°. З грубого аналізу, заснованого на геометричній оптиці, випливає, що зворотний зв'язок сильний при кутах парціальної хвилі  $\alpha < 25^{\circ}$ , там де  $k_{z,-3}/\sqrt{\varepsilon_r}k > 0.9$ . Зворотний зв'язок зменшується при більших кутах і зникає при  $\alpha < 40^{\circ}$ , там де  $k_z/\sqrt{\varepsilon_r}k < 0.75$ . З дисперсійної діаграми випливає, що ця умова не накладає обмежень на діапазон частот f = 0,53-0,57 ТГц ( $k_z \approx \sqrt{\varepsilon_r}k$ ), тоді як діапазон перестроювання звужується з 0,62–0,66 ТГц до 0,62–0,645 ТГц через залежність  $\alpha$  від частоти.



Рисунок 4.25 –  $H_x$  Картини коливань у стаціонарному стані: (а) U = 7,5 кВ (f=0,535 ТГц); (б) U = 9,4 кВ (f = 0,568 ТГц)

Конфігурація, зображена на рис. 4.26 а, демонструє перетворення випромінювання дифракційного порядку в діелектрику у випромінювання у вільний простір під певним кутом завдяки рефлекторам встановлених на кінцях діелектрику. Завдяки дзеркалам, що встановлені поза вакуумованим простором (та можуть відносно легко юстуватись) це випромінювання можна повернути у діелектрик створивши таким чином відкритий резонатор, що дозволяє створити зворотний зв'язок по прямій хвилі в діелектрику, що відповідає електронному потоку з прискорювальною напругою в діапазоні від 14 кВ до 23 кВ.

Конфігурація, показана на рис. 4.26 б, використовує перетворення моди на кінцях діелектричного шару, що досягається за допомогою нахилу відбивача. Відбиті хвилі мають низькі омічні втрати, оскільки зі зміною кута парціальної хвилі, повздовжні хвилеві числа моди діелектричного хвилевода і ПППП відрізняються і тому вони не зв'язуються. Коли хвиля досягає протилежної сторони діелектрика, вона частково перетворюється в робочий моду, яка є синхронною з електронним пучком. Ця структура має кілька недоліків і повинна бути оптимізована з точки зору низького зв'язку з ПППП, низьких діелектричних втрат і високої ефективності перетворення мод в широкому діапазоні частот.



Рисунок 4.26 —  $H_x$  Картини коливань у стаціонарному стані при U = 7.5 кВ у випадку (а) відкритого резонатору; (б) нахилені відбивачі, що спричиняють конверсію мод

Збудження коливань електронним потоком в розглянутих структурах вивчалося моделюванням за допомогою PIC солверу MAGIC2D в наступних діапазонах прискорювальної напруги: 1) U < 9,5 кB; 2) 9,5 кB < U < 14 кB; 3) U > 14 кB.

Довжина гребінки, товщина електронного потоку, двовимірний струм і фокусуюче магнітне поле при моделюванні були  $L_{gr} = 10-20$  мм,  $a_{EB} = 20$  мкм, I = 3-20 мА/мм, B = 1 Тл, відповідно. Моделювання показало, що, як і було передбачено, коливання в діапазоні частот 0,53–0,57 ТГц збуджувалися при напругах від 7,2 кВ до 9,5 кВ (з кроком  $\Delta U = 300$  В).

Відповідний розподіл ВЧ поля показано на рис. 4.25 для U = 7.5 кВ та U = 9.4 кВ. Видно, що моди, що поширюються тільки в діелектрику, мають низький поперечний індекс (оскільки  $k_z \approx \sqrt{\varepsilon_r}k$ ), тоді як дифракційний порядок, збуджений у вільний простір, є витічною хвилею, кут випромінювання якої залежить від частоти (напруги), і ця хвиля використовується у якості вихідного випромінювання. Вихідна потужність (двовимірна) становить 3–7 Вт/мм, що відповідає максимальному вихідному ККД приблизно 2,5%, тоді як сума вихідної потужності та омічних втрат становить 5-15 Вт/мм (до 5% електронного ККД). Мінімальний пусковий струм становить приблизно 5 мА/мм.

Конфігурація 3 дзеркалами, встановленими поза вакуумовним простором, демонструє подібну поведінку (3 коливань належним регулюванням дзеркал), як показано на рис. 4.26 а. Слід зазначити, що для розглянутого діапазону напруг зворотний зв'язок здійснюється не лише завдяки зворотним хвилям (як ПППП так і хвиля в діелектрику), але також завдяки відбиттям, які роблять зворотний зв'язок резонансним. Для подальшого вивчення цього ефекту, поряд із впливом товщини діелектрика на поширення -2-го порядку дифракції та безперервність перестроювання частоти, необхідні додаткові моделювання з набагато малішим кроком напруги, що виходить за рамки цього дослідження.

Моделювання, проведене з напругою пучка U > 14 кВ (див. рис.4.27 а), показало, що міркування щодо зворотного зв'язку залишаються справедливими до значень прискорювальної напруги U < 16 кВ (f = 0,64ТГц). Однак, коли частина випромінювання від одного шара йде мимо рефлектора в іншому шарі (див. рис. 4.27 б), зворотний зв'язок різко зменшується, що узгоджується з квазіоптичним розглядом.

Важливо відзначити, що, незважаючи на високий опір зв'язку в цьому режимі, зворотний зв'язок слабший, ніж у попередньому режимі через більш високі омічні втрати поверхневої хвилі за рахунок наближення до π–виду та через наявність зникнення зворотного зв'язку по зворотній хвилі в

діелектрику. Таким чином, мінімальний стартовий струм становить приблизно 12 мА/мм, а вихідна потужність становить 2–6 Вт/мм, що відповідає максимальному вихідному ККД приблизно 1,5%, тоді як сума вихідної потужності та потужності омічних втрат становить 4–18 Вт/мм.



Рисунок 4.27. –  $H_x$  Картини коливань у стаціонарному стані: (а) U = 14,5 кB (f = 0.622 ТГц); (б) U = 16,2 кB (f = 0.641 ТГц).

Як обговорювалося в попередньому підрозділі, існує лише один порядок дифракційного випромінювання в діапазоні 0,57–0,62 ТГц (9,5 кВ < U < 14 кВ), з кутом випромінювання, близьким до 90°. Тому розглянутий раніше механізм зворотного зв'язку не діє в цьому режимі. Однак, крім зворотної хвилі ПППП, є помірний внесок від відбиття хвилі на межі діелектрик-повітря. Моделювання показало, що внесок діелектрика в «оротронний» зворотний зв'язок зменшує стартовий струм приблизно з 16 мА/мм до 12 мА/мм і збільшує максимальне вихідне випромінювання в 2–3 рази (порівняно зі структурою без діелектрика) через згадані резонанси діелектричного шару. Відповідний розподіл ВЧ поля в режимі стаціонарної генерації показано на рис. 4.28.



Рисунок 4.28 –  $H_x$  Картини коливань у стаціонарному стані: U = 11 кВ, f = 0,605 ТГц

Для подальшого зменшення пускового струму верхнє дзеркало може бути встановлено поза вакуумованим об'ємом (як у генераторах, заснованих виключно на ВСП, таких як оротрон, ГДВ та КРВ), щоб посилити зворотний зв'язок по об'ємної хвилі. Відповідний діапазон перестроювання частоти для цього режиму становить приблизно від 0,57 ТГц до 0,62 ТГц.

# 4.2.5 Вплив похибок виготовлення елементів структури на ефективність генерації при збудженні гібридних об'ємно-поверхневих мод

В ТГц діапазоні розміри елементів сповільнювальних систем стають досить малими, що потребує їх виготовлення та юстування з похибками не більше декількох мікрон, та навіть краще. Відомо, що ефективність роботи приладів на об'ємних модах менш чутливі до похибок виготовлення гребінки ніж приладів на поверхневих модах [117]. Зокрема в ГДВ, так званий «збій» канавки використовувався для придушення конкуренції з режимом ЛЗХ [117].

В розглянутому режимі збудженні гібридних об'ємно-поверхневих мод зворотний зв'язок може забезпечуватись як тільки за рахунок об'ємної хвилі,

так при поєднані внесків об'ємної та поверхневої (ПППП) хвиль. При цьому величина опору зв'язку забезпечується ПППП. Тому в даному підрозділі вивчається вплив похибок виготовлення гребінки на ефективність генерації режиму гібридних об'ємно-поверхневих мод зі збудженням двох дифракційних порядків ВСП в діелектрику та проведено порівняння з режимом ПППП з витічною хвилею, де зворотний зв'язок виникає тільки завдяки поверхневій хвилі.

Для цього було проведено моделювання де глибина декількох канавок гребінки була змінена. Так, наприклад на рис. 4.29 показана одна з геометрій структури де декілька канавок розташованих в центрі гребінки мали зменшену глибину з 70 мкм до 60 мкм.



Рис. 4.29 – Фрагмент структури зі зменшеною глибиною декількох канавок гребінки

Для більш глибокого аналізу необхідно по-перше розв'язати «холодну» задачу про розсіяння хвиль на такій неоднорідності і таким чином знайти S матрицю для знайдення коефіцієнтів проходження та відбиття у робочому діапазоні частот як це було зроблено для структури в розділі 3. Проте в цьому досліджені проводиться лише «гаряче» моделювання на декількох частотах з метою «грубо» підтвердити ствердження про меншу чутливість гібридних об'ємно-поверхневих мод до таких похибок у порівнянні з режимом поверхневих мод.

Так, при прискорювальній напрузі *U*=7.5 кВ, стартовий струм в досліджуваній структурі збільшився приблизно на 10% (з ≈6.5 мА/мм до ≈7.3 мА/мм) в порівняні зі структурою без похибок. При цьому в структурі без

діелектрику в режимі зворотного зв'язку на зворотному ПППП, стартовий струм збільшився приблизно на 70% (з ≈9 мА/мм до ≈15 мА/мм).

3 рис. 4.30 а де показано розподіл ВЧ поля при збуджені структури без діелектрику можна наглядно бачити, що амплітуда поверхневої хвилі зменшується при проходженні неоднорідності, що негативно впливає на зворотний зв'язок і аналогічно зменшенню довжини простору взаємодії, тоді як в структурі з діелектриком, за рахунок об'ємної хвилі в діелектрику, зворотний зв'язок набагато менш чутливий до такої неоднорідності (рис. 4.30 б)



Рис. 4.30 – Розподіл ВЧ поля в районі «збою» періоду при збудженні коливань. а) в структурі без діелектрику; б) в структурі з діелектриком

Моделювання різноманітних геометрій зі «збоєм» гребінки при різних прискорювальних напругах та аналіз пускового струму та вихідної потужності показало, що досліджуваний режим генерації набагато менш чутливий к похибці глибини канавки за режим чисто поверхневої моди. Це свідчить про додаткові переваги генерації при збудженні гібридних об'ємноповерхневих мод в ТГц діапазоні в порівняні з класичними ЛЗХ та клинотроном.

#### Висновки до розділу 4

Було продемонстровано ефективне підсилення біжучої хвилі в односекційній схемі W-діапазону з стрічковим електронним потоком що рухається над неоднорідною (біперіодичною) гребінкою при збуджені гібридної об'ємноструктур W-діапазону поверхневої моди. Моделювання передбачає синхронізм пучка з хвилею в діапазоні частот до 10 – 15%. Були секції вхідних/вихідних запропоновані зв'язку хвилеводів **i**3 сповілюнювальною які проаналізовано структурою, за допомогою чисельного моделювання, яке показало параметр відбиття S<sub>11</sub> нижче -10 дБ у діапазоні частот від 95 ГГц до 98 ГГц. Секція зв'язку була використана для двосекційного підсилювача. Як моделювання методом PIC, так і теорія передбачили посилення слабкого сигналу до 30 дБ і майже 5% електронного ККД для структури довжиною 41-мм. Експериментальні результати для короткої вхідної секції добре узгоджуються з результатми моделювання, а отже і запропонований двосекційний підсилювач є перспективним.

Експериментальний короткий односекційний пристрій демонструє посилення до 12 дБ (97,95 ГГц, 3,69 кВ, 98 мА), що відповідає 0,83 дБ/мм. Продемонстрована смуга частот до 2 ГГц для певної робочої напруги в діапазоні від 3,7 кВ до 3,9 кВ і струму пучка 60 мА. Детальний холодний аналіз двосекційного підсилювача є предметом майбутніх досліджень. Представлені результати демонструють привабливу можливість застосування структур з неоднорідними гребінками та широкими стрічковими електронними потоками для створення підсилювачів у ТГц діапазоні частот. Було запропоновано структуру, що складається з біперіодичної подвійної гребінки і діелектричної пластини та показано, що електронний потік може резонансно збуджувати випромінювання Сміта-Парселла (ВСП) двох порядків за рахунок зв'язку витічного поверхневого псевдо-плазмон поляритону з хвилею в діелектрику. Двовимірне РІС моделювання показало, що ця структура є перспективною для створення ефективного ТГц генератора, що працює в режимі, коли дифракційний порядок, що поширюється тільки в діелектрику, використовується для зворотного зв'язку, дифракційний вільний простір a порядок V служить вихідним випромінюванням. Відповідна збуджена мода є гібридною об'ємновитічною-поверхневою. Цей принцип добре підходить для випадку, коли хвиля в діелектрику є зворотною, що відповідає діапазону частот 0,53-0,57 ТГц для розглянутих параметрів структури. Щоб розширити робочий діапазон, на випадок коли хвиля в діелектрику стає прямою, було запропоновано декілька конфігурацій (з дзеркалами, що розташовано зовні вакуумованного простору) для забезпечення резонансного зворотного зв'язку, який є мало чутливим до омічних втрат. Покращений зворотний зв'язок і оптимізований вивід випромінювання в поєднанні зі збільшеним опором зв'язку були підтверджені результатами моделювання РІС, що показали максимальну вихідний ККД до 3% і широкий діапазон перестроювання частоти 0,53–0,64 ТГц (~20%).

#### ВИСНОВКИ

Дисертаційну вирішенню роботу присвячено важливого наукововиявленні оптимальних генерації прикладного питання y режимів клинотронів субтерагерцового та терагерцового діапазонів з надрозмірними електродинамічними системами з урахуванням теплових ефектів, що викликані осіданням щільного стрічкового електронного пучка на елементи сповільнювальної системи, а також у виявленні нових режимів посилення та генерації електромагнітних хвиль у компактних вакуумних електронних приладах на ефекті Вавілова-Черенкова, що працюють на гібридних об'ємноповерхневих хвилях, з метою просунення у високочастотні діапазони з підвищеними рівнями потужності.

Компактні джерела та посилювачі електромагнітного випромінювання субтерагерцового та терагерцового діапазонів безперервної дії з достатніми рівнями потужності та перестроюванням частоти у широких смугах є вкрай потрібними для широко кола фундаментальних та практичних задачах у багатьох галузях, таких як діагностика параметрів плазми, біологія, медицина, системи зв'язку та багато інших. Вакуумні електронні прилади на ефекті Вавілова-Черенкова та, зокрема, клинотрони, є перспективними для перевагам, пов'язаним вищезгаданих залач завдяки 3 електронним перестроюванням частоти у широких смугах, середнім рівням вихідної потужності за компактних розмірів приладів та простоті у керуванні. В дисертаційній роботі запропоновано декілька конструкцій клинотронів субТГц і ТГц діапазонів, що забезпечують підвищенні рівні потужності генерації та ефективний одномодовий вивід енергії у широкій смузі частот. Основні результати та висновки можна узагальнити у наступному:

1. Наведено результати з розробки, виготовлення та досліджень робочих характеристик клинотрона безперервної дії підвищеної потужності на діапазон частот 170–175 ГГц. В результаті теоретичних та експериментальних досліджень продемонстровано генерацію у безперервному режимі з максимальною потужністю 0,85 Вт на частоті 174,6 ГГц і на рівні 1,2 Вт на частоті 171,4 ГГц, а також генерацію в широкому діапазоні частот від 161 до 178 ГГц з середньою вихідною потужністю в діапазоні 10-200 мВт. Було експериментально досліджено залежності вихідної потужності та частоти генерації клинотрона від прискорювальної напруги та струму електронного пучка.

2. Наведено результати експериментальних досліджень довготривалої стабільності робочої вихідної потужності частоти та клинотрона безперервної дії в діапазоні частот 161-178 ГГц як в режимі вільної генерації, так і у режимі стабілізації струму пучка з використанням пропорційноінтегро-диференційного регулювання струму розжарення термоелектронного катоду. Особливу увагу було приділено роботі клинотрона на частоті 174,6 ГГц з вихідною потужністю 1 Вт (прискорювальна напруга 4,52 кВ і струм пучка 150 мА) і на частоті 171,4 ГГц з вихідною потужністю 1,2 Вт (прискорювальна напруга 4,2 кВ і струм пучка 145 мА). Було досліджено вплив струму електронного пучка та температури охолоджуючої рідини на дрейф параметрів генерації в експериментах, що спостерігалися протягом декількох годин. Було експериментально продемонстровано залежність робочої частоти від струму пучка на рівні 3-10 МГц/мА і від температури охолоджувальної води менше за 5 МГц/К, що дозволило забезпечити стабільність вихідної потужності краще за 1,5% і стабільність робочої частоти 5×10<sup>-5</sup> за допомогою схеми зворотного зв'язку, що керувала струмом пучка.

3. Наведено результати з розробки, виготовлення та досліджень робочих характеристик клинонтрона з модифікованою електродинамічною системою у діапазоні частот від 280 ГГц до 335 ГГц. В розробленій конструкції клинотрона безперервної дії з хвилеводним виводом енергії ширина хвилеводу з гребінкою в області взаємодії співпадає з шириною вихідного хвилеводу для покращення узгодження у місці з'єднання 4. Отримані результати теоретичного дослідження та числового моделювання «холодної» електромагнітної системи клинотрона діапазону частот 280-335 ГГц показали передачу та ефективне перетворення основної поверхневої хвилі сповільнювальної системи в моду ТЕ<sub>10</sub> надрозмірного вихідного хвилеводу перерізом 3,6мм\*1,8мм у діапазоні частот від 297 ГГц до 323 ГГц з коефіцієнтом проходження в діапазоні від -8 дБ до -4 дБ, тоді як рівні енергії хвилі, що потрапляє у анодну апертуру, значно нижчі.

5. Експериментально продемонстровано взаємодію стрічкового електронного пучка з поверхневою хвилею, розподіл амплітуди поля якої має кілька вузлів вздовж ширини ламелі гребінки.

Експериментальні результати вимірювань частоти генерації показали збудження вищих мод у сповільнювальній системі з їх ефективним перетворенням у певні моди вихідного хвилеводу, що добре узгоджується з результатами числового моделювання.

6. продемонстровано ефективне підсилення біжучої хвилі Було В односекційній схемі W-діапазону з стрічковим електронним потоком що рухається над неоднорідною (біперіодичною) гребінкою при збуджені гібридної об'ємно-поверхневої моди. Моделювання структур W-діапазону передбачає синхронізм пучка з хвилею в діапазоні частот до 10 – 15%. Були запропоновані секції зв'язку вхідних/вихідних хвилеводів i3 сповілюнювальною структурою, які проаналізовано допомогою за чисельного моделювання, яке показало параметр відбиття S<sub>11</sub> нижче -10 дБ у діапазоні частот від 95 ГГц до 98 ГГц. Секція зв'язку була використана для двосекційного підсилювача. Як моделювання методом PIC, так і теорія передбачили посилення слабкого сигналу до 30 дБ і майже 5% електронного ККД для структури довжиною 41-мм. Експериментальні результати для короткої вхідної секції добре узгоджуються з результатми моделювання, а отже і запропонований двосекційний підсилювач є перспективним.

7. Експериментальний короткий односекційний пристрій демонструє посилення до 12 дБ (97,95 ГГц, 3,69 кВ, 98 мА), що відповідає 0,83 дБ/мм. Продемонстрована смуга частот до 2 ГГц для певної робочої напруги в діапазоні від 3,7 кВ до 3,9 кВ і струму пучка 60 мА. Детальний холодний аналіз двосекційного підсилювача є предметом майбутніх досліджень. Представлені результати демонструють привабливу можливість застосування структур з неоднорідними гребінками та широкими стрічковими електронними потоками для створення підсилювачів у ТГц діапазоні частот.

8. Було запропоновано структуру, що складається з біперіодичної подвійної гребінки і діелектричної пластини та показано, що електронний потік може резонансно збуджувати випромінювання Сміта-Парселла (ВСП) двох порядків за рахунок зв'язку витічного поверхневого псевдо-плазмон поляритону з хвилею в діелектрику. Двовимірне РІС моделювання показало, що ця структура є перспективною для створення ефективного ТГц генератора, що працює в режимі, коли дифракційний порядок, що поширюється тільки в діелектрику, використовується для зворотного зв'язку, вільний а дифракційний порядок V простір служить вихідним випромінюванням. Відповідна збуджена мода є гібридною об'ємновитічною-поверхневою. Цей принцип добре підходить для випадку, коли хвиля в діелектрику є зворотною, що відповідає діапазону частот 0,53–0,57 ТГц для розглянутих параметрів структури. Щоб розширити робочий діапазон, на випадок коли хвиля в діелектрику стає прямою, було запропоновано декілька конфігурацій (з дзеркалами, що розташовано зовні вакуумованного простору) для забезпечення резонансного зворотного зв'язку, який є мало чутливим до омічних втрат. Покращений зворотний зв'язок і оптимізований вивід випромінювання в поєднанні зі збільшеним опором зв'язку були підтверджені результатами моделювання РІС, що показали максимальну вихідний ККД до 3% і широкий діапазон перестроювання частоти 0,53–0,64 ТГц (~20%).
## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

 A. Leitenstorfer, A. S. Moskalenko, T. Kampfrath, J. Kono, E. Castro-Camus, K. Peng, N. Qureshi, D. Turchinovich, K. Tanaka, A. G. Markelz, M. Havenith, C. Hough, H. J. Joyce, W. J. Padilla, B. Zhou, K.-Y. Kim, X.-C. Zhang, P. U. Jepsen, S. Dhillon, et al., "The 2023 terahertz science and technology roadmap," J. Phys. D Appl. Phys. 56, No. 22, 223001 (2023).

2. X. Chen, H. Lindley-Hatcher, R. I. Stantchev, J. Wang, K. Li, A. Hernandez Serrano, Z. D. Taylor, E. Castro-Camus, and E. Pickwell-MacPherson, "Terahertz (THz) biophotonics technology: Instrumentation, techniques, and biomedical applications," Chem. Phys. Rev. 3, No. 1 (2022).

3. X. Ding, A. I. Hernandez-Serrano, J. J. Young, and E. Pickwell-MacPherson, "Variation of skin hydration profile with biophysical factors and lifestyle revealed by in vivo terahertz sensing," Biomed. Opt. Express 15, No. 9, 5180 (2024).

4. C. M. Armstrong, E. C. Snively, M. Shumail, C. Nantista, Z. Li, S. Tantawi, B.
W. Loo, R. J. Temkin, R. G. Griffin, J. Feng, R. Dionisio, F. Mentgen, N. Ayllon,
M. A. Henderson, and T. P. Goodman, "Frontiers in the application of RF vacuum electronics," IEEE Trans. Electron Devices 70, No. 6, 2643 (2023).

5. M. Blank and K. L. Felch, "Millimeter-wave sources for DNP-NMR," eMagRes 7, No. 4, 155 (2018).

6. M. Thumm, "State-of-the-art of high-power gyro-devices and free electron masers," J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves 41, No. 1, 1 (2020).

7. S. Sabchevski, M. Glyavin, S. Mitsudo, Y. Tatematsu, and T. Idehara, "Novel and emerging applications of the gyrotrons worldwide: current status and prospects," J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves 42, No. 7, 715 (2021).

8. T. Idehara, S. P. Sabchevski, M. Glyavin, and S. Mitsudo, "The gyrotrons as promising radiation sources for THz sensing and imaging," Appl. Sci. 10, No. 3, 980 (2020).

9. G. A. Komandin, S. V. Chuchupal, S. P. Lebedev, Y. G. Goncharov, A. F. Korolev, O. E. Porodinkov, I. E. Spektor, and A. A. Volkov, "BWO generators for

terahertz dielectric measurements," IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 3, No. 4, 440 (2013).

10. G. Y. Levin, A. I. Borodkin, A. Y. Kirichenko, A. Y. Usikov, and S. A. Churilova, The Clinotron (Naukova Dumka, Kiev, 1992) [in Russian].

11. A. Likhachev, A. Danik, Y. Kovshov, S. Kishko, S. Ponomarenko, O. Martseniak, E. Khutoryan, I. Ogawa, T. Idehara, and A. Kuleshov, "Compact radiation module for THz spectroscopy using 300 GHz continuous-wave clinotron," Rev. Sci. Instruments 90, No. 3 (2019).

12. V. P. Shestopalov, Diffraction Radiation Generators (Naukova Dumka, Kiev, 1991) [in Russian].

13. V. L. Bratman, B. S. Dumesh, A. E. Fedotov, P. B. Makhalov, B. Z. Movshevich, and F. S. Rusin, "Terahertz orotrons and oromultipliers," IEEE Trans. Plasma Sci. 38, No. 6, 1466 (2010).

14. K. Lukin, E. Khutoryan, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, M. Sattorov, and G.-S. Park, "THz oscillators based on Cherenkov, Smith-Purcell and hybrid radiation effects," in Advances In Terahertz Source Technologies (Jenny Stanford Publishing, New York, 2024), pp. 487–523.

15. S. S. Ponomarenko, A. A. Likhachev, V. V. Stoyanova, Y. S. Kovshov, S. A. Vlasenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, and A. N. Kuleshov, "Spectral characteristics of THz CW clinotrons," IEEE Trans. Electron Devices 67, No. 12, 5766 (2020).

16. A. F. Krupnov, "Phase lock-in of MM/SUBMM backward wave oscillators: development, evolution, and applications," Int. J. Infrared Millim. Waves 22, 1 (2001). RADIOELECTRONICS AND COMMUNICATIONS SYSTEMS Vol. 67 No. 3 2024 DEVELOPMENT OF COMPACT CHERENKOV DEVICES WITH SHEET ELECTRON BEAMS 117

17. E. M. Khutoryan, T. Idehara, A. N. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, and T. Fujiwara, "Simultaneous stabilization of gyrotron frequency and power by PID double feedback control on the acceleration and anode voltages," J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves 38, No. 7, 813 (2017).

18. A. Likhachev, Y. Kovshov, S. Kishko, S. Ponomarenko, S. Vlasenko, A. Ivanov, and A. Kuleshov, "Supply voltage control for guaranteed performance of compact terahertz vacuum electron devices," Rev. Sci. Instruments 92, No. 12 (2021).

19. E. N. Odarenko and A. A. Shmal'ko, "Nonlinear theory of O-type microwave oscillators with nonuniform dc magnetic field (2-D model)," Radiotekhnika i Elektron. 39, No. 4, 653 (1994).

20. V. V. Zavertanniy, S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, B. P. Yefimov, A. F. Zabrodskiy, L. A. Kirichenko, T. V. Kudinova, and A. N. Kuleshov, "Magnetic focusing system for intense electron beams of submillimeter clinotrons," Appl. nonlinear Dyn. Izv. VUZ 20, No. 5 (2012).

21. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, V. V. Zavertanniy, E. M. Khutoryan, I. V. Lopatin, B. P. Yefimov, and A. N. Kuleshov, "400-GHz continuous-wave clinotron oscillator," IEEE Trans. Plasma Sci. 41, No. 1, 82 (2013).

22. K. Schunemann and D. M. Vavriv, "Theory of the clinotron: A grating backward-wave oscillator with inclined electron beam," IEEE Trans. Electron Devices 46, No. 11, 2245 (1999).

23. V. S. Andrushkevich, Y. G. Gamayunov, and E. V. Patrusheva, "A nonlinear clinotron theory," J. Commun. Technol. Electron. 55, No. 3, 330 (2010).

24. S. Vlasenko, Y. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Zabrodskiy, Y. Arkusha, A. Kirilenko, S. Steshenko, E. Khutoryan, and A. Kuleshov, "Radiation output of the 330 GHz continuous-wave clinotron oscillator with modified cavity," IEEE Trans. Electron Devices 71, No. 6, 3940 (2024).

25. Y. 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," J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves 39, No. 11, 1055 (2018).

26. S. O. Steshenko, "Generalization of the mode-matching technique to the problems of scattering by semi-infinite slow-wave structures," Radiophys. Electron. 25, No. 4, 10 (2020).

27. E. Khutoryan, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, Y. Tatematsu, and M. Tani, "Efficient excitation of hybrid modes in a THz clinotron," J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves 42, No. 6, 671 (2021).

28. E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, S. S. Ponomarenko, K. A. Lukin, Y. Tatematsu, and M. Tani, "Hybrid bulk-surface modes excited by a sheet electron beam in THz Cherenkov oscillator," IEEE Trans. Electron Devices 69, No. 6, 3407 (2022).

29. J. Feng, Y. Tang, D. Gamzina, X. Li, B. Popovic, M. Gonzalez, L. Himes, R. Barchfeld, H. Li, P. Pan, R. Letizia, C. Paoloni, and N. C. Luhmann, "Fabrication of a 0.346-THz BWO for plasma diagnostics," IEEE Trans. Electron Devices 65, No. 6, 2156 (2018).

30. A. Srivastava, S. Penmetsa, L. Christie, and K. N. Bhat, "Electromagnetic design of a 220 GHz BWO with experimental study of micro-fabricated folded waveguide structure," J. Electromagn. Waves Appl. 33, No. 14, 1860 (2019).

31. C. Paoloni, D. Gamzina, R. Letizia, Y. Zheng, and N. C. Luhmann, "Millimeter wave traveling wave tubes for the 21st century," J. Electromagn. Waves Appl. 35, No. 5, 567 (2021).

32. D. M. Vavriv, "Theory of the clinotron," Telecommun. Radio Eng. 67, No. 9, 757 (2008).

33. C. Y. Levin, A. Y. Kirichenko, A. I. Borodkin, S. A. Churilova, and A. Y. Usikov, "The clinotron," in 22<sup>nd</sup> European Microwave Conference, 1992 (IEEE, Helsinki, 1992), pp. 603–607.

34. B. P. Yefimov and M. V. Milcho, "O-type millimeter-wave band generator of amplitude-modulated oscillations with resonance interaction space," Int. J. Infrared Millim. Waves 18, No. 9, 1681 (1997). RADIOELECTRONICS AND COMMUNICATIONS SYSTEMS Vol. 67 No. 3 2024 118 VLASENKO et al.

35. S. Ponomarenko, H. Braune, E. Khutoryan, S. Kishko, Y. Kovshov, A. Kuleshov, H. P. Laqua, D. Moseev, T. Stange, and S. Vlasenko, "Operational characteristics of the 175-GHz continuous-wave clinotron," IEEE Trans. Electron Devices 70, No. 11, 5921 (2023).

36. V. D. Yeryomka and O. F. Pishko, "Klynotronic effect in vacuum sources of terahertz electromagnetic oscillations," Telecommun. Radio Eng. 78, No. 18, 1601 (2019).

37. M. V. Mil'cho, I. V. Lopatin, V. V. Zavertanny, A. S. Tishchenko, and K. Ilyenko, "CW clinotrons for the short-wave part of the millimeter waveband," in IEEE International Vacuum Electronics Conference (IEEE, Monterey, 2014), pp. 71–72.

38. Y. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, and A. N. Kuleshov, "Numerical simulation and experimental study of sub-THz and THz CW clinotron oscillators," IEEE Trans. Electron Devices 65, No. 6, 2177 (2018).

39. A. A. Likhachev, A. A. Danik, Y. S. Kovshov, S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, V. N. Zheltov, E. M. Khutoryan, and A. N. Kuleshov, "Effect of electron beam velocity spread in a clinotron," IEEE Trans. Electron Devices 66, No. 3, 1540 (2019).

40. "Poisson Superfish 7.1," Software.

41. CST, "GPU Computing Guide," CST Studio Suite R2022 (2021).

42. Y. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, A. A. Likhachev, S. A. Vlasenko, V. V. Zavertanniy, E. M. Khutoryan, and A. N. Kuleshov, "High frequency ohmic losses in terahertz frequency range CW klynotrons," Telecommun. Radio Eng. 76, No. 10, 929 (2017).

43. Y. Y. Lysenko, O. F. Pishko, V. G. Chumak, and S. A. Churilova, "Resonance line Q-factor of millimeter-wave clinotron," Radio Phys. Radio Astron. 6, No. 3, 317 (2001).

44. E. M. Khutoryan, Y. 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, and T. Idehara, "Excitation of hybrid space-surface waves in clinotrons with non-uniform grating," J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves 39, No. 3, 236 (2018).

45. T. Lopez-Rios, D. Mendoza, F. J. García-Vidal, J. Sánchez-Dehesa, and B. Pannetier, "Surface shape resonances in lamellar metallic gratings," Phys. Rev. Lett. 81, No. 3, 665 (1998).

46. A. T. ATK, MAGIC 3.2.0 Help Manual (Alliant Techsystems ATK, Newington, VA, USA, 2011).

47. Nikonov B. P., Oxide cathode. Moscow: Energiya Publ., 1979.

48. M. C. Green. Dispenser Cathode Physics. Final Technical Report RADC-TR-81–211, 1981.

49. V. I. Kapustin, and I. P. Li, Theory, electronic structure and physical chemistry of cathode materials of UHF devices. Moscow: INFRA-M, 2021.

50. A. N. Kuleshov, and B. P. Yefimov, "Low-voltage hybrid FEL with comb waveguide," Digest Joint 29th Int. Conf. Infrared Millimeter Waves and 12th Int. Conf. THz Electronics, pp. 603–604, 2004.

51. B. P. Yefimov, A. N. Kuleshov, and V. F. Zhiglo, "Adiabatic Magnetron Injection Gun for Low-Voltage Gyrotron," IEEE Int. Vacuum Electronics Conf., pp. 1–2, 2007.

52. G. A. Kudintseva, A. I. Mel'nikov, A. V. Morozov, and B. P. Nikonov, Thermionic Cathodes. Moscow-Leningrad: Energiya, 1966.

53. S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, A. N. Kuleshov, V. V. Zavertanniy, B. P. Yefimov, and I. Alexeff, "Low-Voltage Cyclotron Resonance Maser," IEEE Trans. Plasma Science, vol. 41, no. 9, pp. 2475–2479, Sept. 2013.

54. A. S. Gilmour, Klystrons, Traveling Wave Tubes, Magnetrons, Crossed-Field Amplifiers, and Gyrotrons. Artech House, Boston, 2011.

55. E. Khutoryan et. al., "Theory of Multimode Resonant Backward- Wave Oscillator With an Inclined Electron Beam," IEEE Trans. Electron Devices, vol. 62, no. 5, pp. 1628–1634, May 2015.

56. D. M. Kirkwood et. al., "Frontiers in Thermionic Cathode Research," IEEE Trans. Electron Devices, vol. 65, no. 6, pp. 2061–2071, June 2018.

57. I. V. Lopatin, and A. S. Tishchenko, "Electron-optical systems for Otype devices of millimeter wavelength range," Digest 3rd IEEE International Vacuum Electronics Conf., pp. 172–173, 2002.

58. I. V. Lopatin, A. S. Tishchenko, I. A. Vyazmitinov, V. K. Korneenkov, V. A. Antonov, and A. M. Fedin, "Results of developing, research and application of electron-optical devices of millimeter wavelength range," Digest 4th Int. Kharkov Symposium 'Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves', vol. 2, pp. 556–558, 2001.

59. V. A. Antonov, I. A. Viazmitionov, I. V. Lopatin, and 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.

60. Effect of Grating Thermal Expansion on the THz Clinotron Operation. in 2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz). 2021 Chengdu, China

61. S. Vlasenko et al., "High performance dispenser cathode for the THz clinotron tubes," in Proc. IEEE 2nd Ukrainian Microw. Week (UkrMW), Nov. 2022, pp. 234–237.

62. R. Conti, A. A. Gallitto, and E. Fiordilino, "Measurement of the convective heat-transfer coefficient," Phys. Teacher, vol. 52, no. 2, pp. 109–111, Feb. 2014.

63. S. E. Tsimring, "Backward-wave oscillators," in Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics. Hoboken, NJ, USA: Wiley, 2007, pp. 341–348. 20. 73.

64. A Likhachev, S.P., S Kishko, Y Kovshov, V Zheltov, E Khutoryan, D Moseev, Development and test of 175 GHz clinotron tube, in 2021 22nd International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 2021. p. 1–2.

65. S. Ponomarenko et al., "Radiation pattern measurements of corrugated horn antenna for 175 GHz CTS diagnostics at Wendelstein 7-X," in Proc. IEEE 2nd Ukrainian Microw. Week (UkrMW), Nov. 2022, pp. 1–4.

66. D. Moseev et. al., "Collective Thomson scattering diagnostics at Wendelstein 7-X," Rev. Sci. Instrum., vol. 90, Jan. 2019, Art. no. 013503.

67. G. S. Nusinovich and O. V. Sinitsyn, "Effect of transverse nonuniformity of the RF field on the efficiency of microwave sources driven by linear electron beams," Phys. Plasmas, vol. 12, no. 9, pp. 1–15, Sep. 2005.

68. S. Ponomarenko et al., "Development of the 174 GHz collective Thomson scattering diagnostics at wendelstein 7-X". Rev. Sci. Instrum., 2024. **95**(1).

69. Y. Zheng, S. Qiu, B. Griffin, R. Kowalczyk, N. C. Luhmann, and D. Gamzina, "Compact E-band sheet beamfolded waveguide traveling wave tube for high data rate communication," IEEE Trans. Electron Devices 70, no. 5, 2508 (2023).

70. A. A. Kirilenko, S. L. Senkevich, S. O. Steshenko, APPLICATION OF THE GENERALIZED SCATTERING MATRIX TECHNIQUE FOR THE DISPERSION ANALYSIS OF 3D SLOW-WAVE STRUCTURES. Telecommunications and Radio Engineering, 2015. **74**(17): p. 1497–1511

71. L. A. Rud, E-plane T-junction of oversize rectangular waveguides,.Radiophysics Quantum Electron., 1985. 28(2): p. 146–151.

72. S. S. Ponomarenko, S.A.K., E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov and B. P. Yefimov, Development of 94 GHz BWO – klynotron with 3-stage grating.
Telecommunications and Radio Engineering, 2014. 73(3): p. 271–281

73. F. Zhang, Z.Z., D. Gao and X. Wang, "Analysis of the small signal gain of a sheet beam BWO with a partially dielectric-loaded nonuniform grating". IEEE Trans. Electron Devices, 2019. **66**(9): p. 4022–4028.

74. Tucek, J.C., et al. A 100 mW, 0.670 THz power module. in IVEC 2012. 2012.

75. Joye, C.D., et al., Demonstration of a High Power, Wideband 220-GHz Traveling Wave Amplifier Fabricated by UV-LIGA. IEEE Transactions on Electron Devices, 2014. **61**(6): p. 1672–1678.

76. Field, M., et al., Development of a 100-W 200-GHz High Bandwidth mm-Wave Amplifier. IEEE Transactions on Electron Devices, 2018. **65**(6): p. 2122–2128.

77. Baig, A., et al., Performance of a Nano-CNC Machined 220-GHz Traveling Wave Tube Amplifier. IEEE Transactions on Electron Devices, 2017. **64**(5): p. 2390–2397.

78. Tucek, J.C., et al. Operation of a compact 1.03 THz power amplifier. in 2016 IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 2016.

79. Hu, P., et al., Demonstration of a Watt-Level Traveling Wave Tube Amplifier
Operating Above 0.3 THz. IEEE Electron Device Letters, 2019. 40(6): p. 973–976.
80. Tucek, J.C., et al. 0.850 THz vacuum electronic power amplifier. in IEEE
International Vacuum Electronics Conference. 2014.

81. Armstrong, C.M., et al., A Compact Extremely High Frequency MPM Power Amplifier. IEEE Transactions on Electron Devices, 2018. **65**(6): p. 2183–2188.

82. Kreischer, K.E., et al. 220 GHz power amplifier testing at Northrop Grumman. in 2013 IEEE 14th International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 2013.

83. André, F., et al., Technology, Assembly, and Test of a W-Band Traveling Wave Tube for New 5G High-Capacity Networks. IEEE Transactions on Electron Devices, 2020. **67**(7): p. 2919–2924.

84. Srivastava, A., Numerical design of a 100 W, 38 dB gain, W-band multisection serpentine waveguide vacuum electronic TWT. Int. J. Electron. Commun., 2017. **82**: p. 145–151.

85. Paoloni, C., et al., Design and Realization Aspects of 1-THz Cascade Backward Wave Amplifier Based on Double Corrugated Waveguide. IEEE Transactions on Electron Devices, 2013. **60**(3): p. 1236–1243.

86. Srivastava, V., Design of a microfabricated planar slow wave structure for a 0.22-THz TWT for communication, imaging and remote sensing,. IETE Tech. Rev, 2018. **36**(5): p. 1–9.

87. Karetnikova, T.A., et al., 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, 2018. **65**(6): p. 2129–2134.

88. A. E. Ploskih, N.M.R., A. A. Burtsev, A. V. Danilushkin, and I. A. Navrotsky, Performance improvement of a sub-THz travelingwave tube by using an electron optic system with a converging sheet electron beam. Results Phys., 2019. **12**: p. 799–803.

89. Z. Zhang et al., Multiple-beam and double-mode staggered double vane travelling wave tube with ultra-wide band. Sci. Rep, 2020. **10**(1): p. 20159.

90. Zheng, Y., D. Gamzina, and N.C. Luhmann, 0.2-THz Dual Mode Sheet Beam Traveling Wave Tube. IEEE Transactions on Electron Devices, 2017. **64**(4): p. 1767–1773.

91. Feng, J., et al., Development of W-band Folded Waveguide Pulsed TWTs. IEEE Transactions on Electron Devices, 2014. **61**(6): p. 1721-1725.

92. Borisov, A.A., The development of vacuum microwave devices in Istok. in Proc. IVEC, 2011: p. 437–438.

93. Yu. I. Evdokimenko, K. A. Lukin, I. D. Revin, B. K. Skrynnik, V. P. Shestopalov A new mechanism of excitation of a diffraction-radiation generator (free-electron laser). Sov. Phys. Doklady, 1982. **27**: p. 554–558.

94. A. W. Lines, G.R.N., and A. M. Woodward, Some properties of waveguides with periodic structure,. Proc. IEE–Part III, Radio Commun. Eng., 1950. **97**(48): p. 263–276.

95. Colin D. Joye; Alan M. Cook; Reginald L. Jaynes; B. Spence Albright; John R. Lowe; John C. Rodgers Circuit fabrication methods for millimeter-wave vacuum electronics. Proc. IVEC, 2019: p. 1–2.

96. Gamzina, D., et al., Nanoscale Surface Roughness Effects on THz Vacuum Electron Device Performance. IEEE Transactions on Nanotechnology, 2016. 15(1): p. 85–93.

97. Harvey, A.F., Periodic and guiding structures at microwave frequencies. IRE Trans. Microw. Theory Tech., 1960. **8**(1): p. 30–61.

98. Gregory S. Nusinovich, O.V.S., and Thomas M. Antonsen, Jr., Excitation of parasitic waves near cutoff in forward-wave amplifiers. Phys. Rev., 2010. **82**(4).

99. Kuznetsov, A.P.K.and.Ruznetsov S.P., Nature of the instability in a TWT in the region of the limit of the passband. Radiophysics Quantum Electron., 1980. **23**(9): p. 736–743.

100. Shestopalov, V.P., Smith-Purcell Effect. Commack, NY, USA:Nova Science Publishers, 1993.

101. Shestopalov, V.P., Smith-Purcell Effect. 1998: Nova Publishers.

102. W. X. Tang, H.C.Z., H. F. Ma, W. X. Jiang and T. J. Cui, "Concept theory design and applications of spoof surface plasmon polaritons at microwave frequencies". Adv. Opt. Mater., 2019. **7**(1).

103. Barnett, Y.-M.S.a.L.R., "Intense wideband terahertz amplification using phase shifted periodic electron-plasmon coupling". Appl. Phys. Lett., 2008. **92**(9).

104. Roitman, A., et al. Development of sub-millimeter high power compact EIKs for DNP and radar applications. in 2017 Eighteenth International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 2017.

105. Xu, C., et al., A 0.35-THz Extended Interaction Oscillator Based on Overmoded and Bi-Periodic Structure. IEEE Transactions on Electron Devices, 2021. **68**(11): p. 5814–5819.

106. Zu, Y., et al., Research on a Highly Overmoded Slow Wave Circuit for 0.3-THz Extended Interaction Oscillator. IEEE Transactions on Electron Devices, 2023. **70**(4): p. 2165–2169.

107. Wen Xuan Tang, Hao Chi Zhang, Hui Feng Ma, Wei Xiang Jiang, Tie Jun Cui Concept, theory, design, and applications of spoof surface plasmon polaritons at microwave frequencies. Adv. Opt. Mater., 2018. **7**(1): p. 1800421.

108. D. R. Jackson, J.C., R. Qiang, F. Capolino, A. A. Oliner, The role of leaky plasmon waves in the directive beaming of light through a subwavelength aperture. Opt. Express, 2008. **26**(26): p. 21271–21281.

109. User-configurable MAGIC for electromagnetic PIC calculations. Computer Physics Communications, 1995. **87**(1-2): p. 54–86.

110. Meng Wang, Hui Feng Ma<sup>\*</sup>, Wen Xuan Tang, Shi Sun, and Tie Jun Cui Leaky-wave radiations with arbitrarily customizable polarizations based on spoof surface plasmon polaritons. PHYSICAL REVIEW APPLIED, 2019. **12**: p. 014036. 111. Oleksandr P. Kusaykin, Peter N. Melezhik, Anatolij E. Poyedinchuk, Sergey A. Provalov, Dmitrij G. Seleznyov Surface and leaky waves of a planar dielectric waveguide with a diffraction grating. IET Microwaves, Antennas & Propagation, 2016. **10**(1): p. 61–67.

112. Gardelle, J., et al., A Compact THz Source: 100/200 GHz Operation of a Cylindrical Smith–Purcell Free-Electron Laser. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 2016. **6**(3): p. 497–502.

113. Mineo, M. and C. Paoloni, Corrugated Rectangular Waveguide Tunable Backward Wave Oscillator for Terahertz Applications. IEEE Transactions onctron Devices, 2010. **57**(6): p. 1481–1484.

114. Mizuno, K., S. Ono, and Y. Shibata, Two different mode interactions in an electron tube with a Fabry—Perot resonator—The Ledatron. IEEE Transactions on Electron Devices, 1973. **20**(8): p. 749–752.

115. V. L. Bratman, P.B.M., A. É. Fedotov and I. M. Khaimovich, "Excitation of orotron oscillations at the doubled frequency of a surface wave". Radiophys. Quantum Electron., 2007. **50**(10): p. 780–785.

116. Dobbs, R., et al. Design and fabrication of terahertz Extended Interaction Klystrons. in 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2010.

117. Bliokh, G.S.N.a.Y.P., "Mode interaction in backward-wave oscillators with strong end reflections". Phys. Plasmas, 2000. **7**(4): p. 1294–1301.

118. Sabchevski, S., et al., Novel and emerging applications of the gyrotrons worldwide: current status and prospects. J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves, 2021. **42**.

## ДОДАТОК А

## СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації

1.1Статті у виданнях, індексованих Scopus та/або Web of Science

1. S. S. Ponomarenko, A. A. Likhachev, S. A. Vlasenko, Yu. S. Kovshov, V. V. Stoyanova, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, K. A. Lukin, Y. Tatematsu, M. Tani, "Traveling-Wave Amplification in a Circuit with Nonuniform Grating", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 68,  $N_{\rm P}$  10, pp. 5232 – 5237, 2021 (Q2).

2. S. Ponomarenko, H. Braune, E. Khutoryan, S. Kishko, Y. Kovov, A. Kuleshov, H. P. Laqua, D. Moseev, T. Stange, S. Vlasenko, "Operational Characteristics of the 175-GHz Continuous-Wave Clinotron", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 70, № 11, pp. 5921 – 5925, 2023 (Q2).

3. S. Vlasenko, Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Zabrodskiy, Yu. Arkusha, A. Kirilenko, S. Steshenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "Radiation Output of the 330 GHz Continuous-Wave Clinotron Oscillator with Modified Cavity", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 71,  $\mathbb{N}$  6, pp. 3940–3944, June 2024, doi: 10.1109/TED.2024.33947962024 (**Q2**).

4. Власенко, С. О., Тані, М., Лукін, К. О., Аркуша, Ю. В., Кириленко, А. О., Стешенко, С. О., Хуторян, Е. М., Кулешов, О. М., Забродський, О. Ф., Пономаренко, С. С., Кишко, С. О., Ковшов, Ю. С., Лихачов, О. О., Татематсу, Й., «Розробка компактних черенковських приладів зі стрічковими електронними пучками субТГц і ТГц діапазонів частот (огляд),» Вісті вищих учбових закладів. Радіоелектроніка, т. 67, вип. 3, с. 121–136, 2024. doi: 10.20535/S002134702403004X (**Q4**).

5. E. Khutoryan, A. Kuleshov, S. Ponomarenko, K. Lukin, P. Melezhik, **S. Vlasenko**, Y. Tatematsu, M. Tani, "Coupling of Spoof Surface Plasmon Polariton with Multiple-Order Smith–Purcell Radiation in THz Cherenkov

Oscillator," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 72, № 3, pp. 1383-1389, 2025, doi: 10.1109/TED.2024.3524206 (**Q2**).

## 2. Наукові праці, що засвідчують апробацію матеріалів дисертації

 S. Vlasenko, S. Ponomarenko, Yu. Kovshov, V. Stoyanova, A. Likhachev, S. Kishko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "The Gain Analysis of the 345 GHz Traveling-Wave Amplifier with Nonuniform Grating," 2022 47th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Delft, Netherlands, 2022, pp. 1–2,

doi: 10.1109/IRMMW-THz50927.2022.9895800

- S. Vlasenko, A. Likhachev, Yu. Kovshov, S. Kishko, V. Stoyanova, S. Ponomarenko, G. Bezrodna, T. Kudinova, Yu. Klieshchova, A. Zabrodskiy, L. Galushka, V. Zavertanniy, A. Suvorov, L. Kirichenko, A. Khudaiberganov, Yu. Arkusha, E. Khutoryan, A. Kuleshov, "High Performance Dispenser Cathode for the THz Clinotron Tubes," 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 2022, pp. 234–237, doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037142
- S. Ponomarenko, D. Moseev, T. Stange, T. Windisch, S. Vlasenko, E. Khutoryan, A. Kuleshov, H. P. Laqua, "Radiation Pattern Measurements of Corrugated Horn Antenna for 175 GHz CTS Diagnostics at Wendelstein 7-X," 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), Ukraine, 2022, pp. 242–245, doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037162
- E. Khutoryan, S. Vlasenko, 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), Ukraine, 2022, pp. 238–241, doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037038
- S. Ponomarenko, A. Likhachev, S. Vlasenko, Yu. Kovshov, E. Khutoryan,
   V. Stoyanova, S. Kishko, A. Zabrodskiy, A. Kuleshov, "Regime of Traveling

Wave Amplification in the Oversized Circuit with Nonuniform Grating," 2022 23rd International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Monterey, CA, USA, 2022, pp. 500–501, doi: 10.1109/IVEC53421.2022.10292395

- С. Власенко, С. Кишко, 6. Ю. Ковшов, С. Пономаренко, Е. Хуторян, О. Кулешов, Й. Татематсу, М. Тані, «Моделювання електронно-хвильової взаємодії в трьох-секційному підсилювачі біжучої хвилі з неоднорідною гребінкою ТГш діапазону частот», Міжнародна конференція «Ужгородська школа з атомної фізики та квантової електроніки» до 100-річчя від дня народження професора Івана Прохоровича Запісочного, Ужгород, 26-27 травня 2022, с. 89-93.
- S. Vlasenko, S. Ponomarenko, E. Khutoryan, S. Kishko, A. Zabrodskiy, A. Kuleshov, "Sub-THz CW Clinotron Cavity Design," 2023 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Chengdu, China, 2023, pp. 1–2, doi: 10.1109/IVEC56627.2023.10156940
- S. Vlasenko, Yu. Kovshov, A. Likhachev, Yu. Arkusha, E. Khutoryan, S. Steshenko, S. Kishko, S. Ponomarenko, A. Kuleshov, "Operational Characteristics of the 330 GHz Continuous-Wave Clinotron with Modified Cavity," 2024 Joint International Vacuum Electronics Conference and International Vacuum Electron Sources Conference (IVEC + IVESC), Monterey, CA, USA, 2024, pp. 1–2,

doi: 10.1109/IVECIVESC60838.2024.10694969

 A. Kuleshov, E. Khutoryan, S. Vlasenko, S. Kishko, S. Ponomarenko, M. Tani, Y. Tatematsu, "Recent Advances in THz Clinotrons," 2024 49th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Perth, Australia, 2024, pp. 1–2,

doi: 10.1109/IRMMW-THz60956.2024.10697558