

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

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

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

КОВШОВ ЮРІЙ СЕРГІЙОВИЧ

УДК 621.385.6

ДИСЕРТАЦІЯ

ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПОТОКІВ З ПОЛЯМИ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМ ТГЦ КЛІНОТРОНІВ ПІДВИЩЕНОЇ СТАБІЛЬНОСТІ

01.04.04 – фізична електроніка

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

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

_____ Ю. С. Ковшов

Науковий керівник Кулешов Олексій Миколайович

кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

Харків – 2019

АНОТАЦІЯ

Ковшов Ю. С. Взаємодія електронних потоків з полями електродинамічних систем ТГц клінотронів підвищеної стабільності. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.04 – фізична електроніка. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, Харків, 2019.

Головна задача дисертації полягає у виявленні фізичних особливостей взаємодії нерелятивістського стрічкового електронного пучка (ЕП) з електромагнітними хвилями, що збуджуються в об'ємних резонаторах з гребінчастими системами, що сповільнюють рух хвилі (СС), які впливають на стабільність частоти і потужності випромінювання ТГц клінотронів. Досліджено вплив трансформації ЕП та розкиду повздовжніх швидкостей електронів за товщиною ЕП на ефективність електронно-хвильової взаємодії. Отримано умови збудження багаточастотного режиму генерації в клінотронах з несиметричною електронно-оптичною системою формування ЕП. Розроблено модель клінотрона, яка демонструє резонансний характер збуджених коливань навіть в випадку суттєвих затухань поверхневої хвилі за рахунок врахування трансформації та відбиттів хвиль на кінцях СС. Розроблено методику стабілізації частоти та потужності ТГц клінотронів з використанням зовнішнього кола зворотного зв'язку та подвійної пропорційно-інтегрально-диференціальної (ПІД) схеми управління джерелами живлення електронної гармати приладу від ПК. Експериментально досліджено залежність ширини спектральної лінії ТГц клінотрона від пульсацій напруги, що прискорює рух електронів, а також від щільності струму електронного пучка. Забезпечена довгострокова стабілізація клінотрона на 300 ГГц. Отримано стабільність частоти краще 5 МГц та потужності на рівні 0,5 % протягом більше 10 годин безперервної роботи.

Далі перелічено нові результати, що отримано при виконанні цієї дисертаційної роботи.

1. Вперше продемонстровано вплив розкиду поздовжніх швидкостей електронних слоїв товстого пучка на ефективність електронно-хвильової взаємодії в клінотронах ТГц діапазону у разі використання несиметричної електронно-оптичної системи, що формує стрічковий електронний потік. Показано, що внаслідок просторового розподілу шарів електронного пучка вихідна потужність у разі швидких нижніх шарів зростає у порівнянні з одношвидкісним потоком, тоді як у протилежному разі вихідна потужність різко падає.

2. Вперше отримано умови збудження багато-частотного режиму генерації в клінотроні у разі використання несиметричної електронно-оптичної системи з розкидом поздовжніх швидкостей електронних слоїв товстого пучка.

3. Вперше за допомогою розробленої моделі клінотрона з урахуванням відбиття і трансформації поверхневих повільних хвиль у швидкі об'ємні хвилі на кінцях СС виявлено резонансний характер збуджених коливань навіть за наявності суттєвих затухань поверхневих хвиль в ТГц діапазоні. Вперше показано вплив умов відбиття та трансформації хвиль в області колектора на перерозподіл енергії що потрапляє у вихідний хвилевід, що проходить крізь анодну апертуру в область електронної гармати, та енергією, що відбивається у напрямку системи, що сповільнює рух хвилі.

4. Отримала подальшого розвитку теоретична модель клінотрона, що враховує втрати енергії поверхневої хвилі, що викликані шорсткістю поверхні СС, а також тепловим навантаженням у разі осідання електронного пучка на елементи СС. Вперше показано що за рахунок зменшення провідності СС в постійному клінотронному режимі, залежність вихідної потужності від електронного струму більш полого ніж в імпульсному режимі. Результати розрахункової вихідної потужності клінотронів ТГц діапазону добре узгоджуються з експериментальними результатами.

5. Вперше за допомогою запропонованого зовнішнього контуру зворотного зв'язку з використанням пропорційно-інтегрально-диференційної схеми управління напругою живлення ТГц клінотрона отримано параметри стабілізації робочої частоти і потужності випромінювання, що відповідають вимогам спектроскопії ЯМР

з ДПЯ. Вперше отримано залежності ширини спектральної лінії ТГц кліноотронів від пульсацій напруги, що прискорює, та від щільності струму стрічкового електронного пучка. Визначено допустимий рівень таких пульсацій напруги, для забезпечення ширини спектральної лінії, необхідної для ЯМР-ДПЯ спектроскопії.

Ключові слова: стрічковий нерелятивістський електронний потік, лампа зворотної хвилі, ТГц кліноотрон, стабілізація частоти випромінювання, омічні втрати, відбиття та трансформація хвиль, ПІД-схема управління.

ABSTRACT

Kovshov Yu. S. Interaction of electron beam with the fields of THz clinotrons with increased stability for spectroscopy and other applications. – Manuscript of qualifying scientific work.

Thesis for a degree of Candidate in Physics and Mathematics, speciality 01.04.04 – Physical Electronics. – O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of National Academy of Science of Ukraine, Kharkiv, 2019.

The thesis is dedicated to the physical features revealing the interaction of non relativistic sheet electron beam (EB) with the natural modes of the cavity resonator loaded by the slow-wave structure, which influences on the stability of the frequency and radiation power of THz clinotron. The effect of EB transformation and the spread of the longitudinal electron velocities across the EB thickness on the efficiency of the electron-wave interaction has been investigated. The conditions of an excitation of multi-frequency oscillation mode in a clinotron with an asymmetric electron-optical system are obtained. Clinotron theoretical model, which demonstrates the resonant nature of the excited oscillations even in the case of significant attenuation of the surface wave, has been developed by taking into account the transformation and reflection of waves at the ends of the SWS. The method for stabilizing both operation frequency and output power of THz clinotrons using double PID scheme controlling the high-voltage power supplies of electron gun has been developed and designed. The dependence of the spectra line width of THz clinotron on both accelerating voltage pulsations and electron beam current density

was experimentally investigated. The long-term stabilization of 300 GHz clinotron was carried out and the frequency stability was better than 5 MHz with the output power stability of 0.5% for more than 10 hours.

The main outcomes of the thesis are the following:

1. For the first time is demonstrated, the influence of the scatter of longitudinal velocities of the electron layers of a thick beam on the efficiency of electron-wave interaction in clinotrons of the THz range in the case of using an asymmetric electron-optical system that forms a tape electronic stream. It is shown that out of the spatial distribution of the layers of the electron beam, the output power increases in the case of fast lower layers in comparison with the one-speed flow, where in the opposite case the output power drops sharply.

2. For the first time were obtained, the conditions for excitation of the multi-frequency mode of generation in a clinotron in the case of using an asymmetric electron-optical system with the distribution of longitudinal velocities of the electron layers of a thick beam.

3. For the first time, with the help of the developed model of clinotron, taking in to account the reflection and transformation of superficial slow waves, in the fast bulk waves at the ends of the SWS, is shown the resonant nature of the excited oscillations even in the presence of significant damping of the surface waves in the THz range. For the first time is shown, the influence of the reflection and wave transformation condition in the collector region on the redistribution of energy entering the output waveguide passing through the anode aperture in to the region of the electron gun, and the energy reflected in the direction of the SWS.

4. The theoretical model of the clinotron has been further developed, which takes in to account the energy losses of the surface wave caused by the surface roughness of the SWS, and the thermal load in case of the subsidence of the electron beam on the SWS elements. For the first time it has been shown that by reducing in the conductivity of the SWS in a constant clinotron mode depends on output power on the electron current is more flattened than in the impulse mode. The results of the calculated output power of clinotrons THz range are in good agreement with the experimental results.

5. For the first time, with the help of the proposed external feedback loop using the proportional-integral-differential control scheme of the supply voltage THz clinotrons, the parameters of the stabilization of the working frequency and the radiation power corresponding to the requirements of NMR spectroscopy with the DNP are obtained. For the first time, the dependences of the width of the spectral line THz clinotrons from the accelerating voltage pulses and the current density of the sheet electron beam were obtained, and the limits of the accelerating voltage pulsation level to reach the values of the spectral line width are required for NMR-DNP spectroscopy.

Keywords: sheet non relativistic electron beam, backward wave oscillator, THz clinotron, radiation frequency stabilization, ohmic losses, wave reflection and transformation, PID control circuit.

Список основних публікацій здобувача за темою дисертації

1. Ковшов Ю. С. Стабилизация частоты электромагнитных колебаний в ЛОВ-генераторах субмиллиметрового диапазона / Ю. С. Ковшов, А. И. Иванов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, А. Н. Кулешов, Б. П. Ефимов // Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника». – 2013. – Т 23, № 1094. – С. 77-83.
2. Ковшов Ю. С. Моделирование и экспериментальное исследование характеристик клинотронов непрерывного действия в диапазоне частот 125-135 ГГц / Ю. С. Ковшов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, С. А. Власенко, Ю. С. Новикова-Коротун, В. В. Завертанный, А. Н. Кулешов // Радиофизика и электроника. – 2016. – Т.7, № 2. – С. 45-52.
3. Ковшов Ю. С. Высокочастотные омические потери в клинотронах непрерывного действия терагерцевого диапазона частот / Ю. С. Ковшов, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. А. Лихачев, С. А. Власенко, В. В. Завертанный, Э. М. Хуторян, А. Н. Кулешов // Радиофизика и электроника. – 2017. – Т.8, № 1. – С. 68-76.
4. Ponomarenko S. S. Numerical simulation and experimental study of sub-THz and THz CW clinotron oscillators / Y. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko,

- E. M. Khutoryan and A. N. Kuleshov // IEEE Trans. on Electron Devices – 2018. – Vol. 65, № 6. – P. 2177-2182, DOI: 10.1109/TED.2018.2792258.
5. Khutoryan E. Excitation of hybrid space-surface waves in clinotrons with non-uniform grating / E. Khutoryan, Yu. Kovshov, A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, K. Lukin, V. Zavertanniy, T. Kudinova, S. Vlasenko, A. Kuleshov, T. Idehara // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves – 2018. – Vol. 39, № 3. – P. 236-249, DOI: 10.1007/s10762-017-0453-3.
6. Kovshov Yu. S. Effect of mode transformation in THz clinotron / Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2018. – Vol. 39, № 11. – P. 1055-1064, DOI: 10.1007/s10762-018-0534-y.
7. Kovshov Yu. S. Sub-THz CW clinotrons with multi-stage gratings / Yu. S. Kovshov, S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, A. N. Kuleshov // XV Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2015). – September 29 – October 2, 2015. – P. 1-4.
8. Ponomarenko S. S. Development of compact CW clinotrons for DNP-NMR spectroscopy / S. S. Ponomarenko, Y. S. Kovshov, S. A. Kishko, Y. S. Novikova-Korotun, E. M. Khutoryan and A. N. Kuleshov // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-4, DOI:10.1109/MSMW.2016.7538043.
9. Kishko S. A. Waveguide output for 130 GHz CW clinotron / S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, Yu. S. Kovshov and A. N. Kuleshov // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-3, DOI:10.1109/MSMW.2016.7538044.
10. Ponomarenko S. Numerical simulation and experimental study of 130 GHz CW clinotron oscillator / S. Ponomarenko, Yu. Kovshov, S. Kishko and A. Kuleshov // IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf. – 19 – 21 Apr., 2016: conf. proc. – Monterey. – P. 1-2.
11. Kovshov Yu. 0.1 – 0.4 THz clinotron table-top modules for spectroscopy applications / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, S. Vlasenko, A. Likhachev, A. Lukash,

A. Danik, E. Khutoryan and A. Kuleshov // 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering YSF-2017: int. conf., 17-20 Oct., 2017: conf. proc. – Lviv. – P. 275-278.

12. Kovshov Yu. Demonstration of a mode transformation effect in 300-GHz CW clinotron / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. Khutoryan and A. Kuleshov // 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 254-257, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460346.

13. Kovshov Yu. Electron beam velocity spread effect on a clinotron operation / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, V. Zheltoy, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov // 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 326-329, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460245.

14. Kovshov Yu. Tracking analysis of a sheet electron beam for clinotron tube / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov // 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 330-333, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460387.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	11
ВСТУП.....	12
РОЗДІЛ 1 ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ПОБУДОВИ ЛЗХ-КЛІНОТРОНІВ	20
1.1 Методи розрахунку вихідних параметрів клінотронів мм та ТГц діапазонів	21
1.2 Оптимізація параметрів стрічкових пучків клінотронів мм та ТГц діапазонів....	23
1.3 Електронна перебудова частоти у ЛЗХ-клінотроні	27
1.4 Методи стабілізації частоти та вихідної потужності ЛЗХ-клінотронів	28
Висновки до розділу 1	33
РОЗДІЛ 2 ВЗАЄМОДІЯ СТРІКОВОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ З КОЛИВАННЯМИ ГРЕБІНЧАСТИХ СС З УРАХУВАННЯМ ВТРАТ В СС ТГЦ КЛІНОТРОНІВ	35
2.1 Врахування втрат поверхневої хвилі на неоднорідностях.....	35
2.2 Врахування впливу нагріву на зміну провідності.....	42
2.3 Статистичний аналіз клінотронів 2-мм діапазону довжин хвиль	49
2.4 Розробка СС і моделювання взаємодії пучка з хвилями.....	53
2.5. Порівняння експериментальних результатів для клінотронів на 130 ГГц з однорідною та чотирьохступеневою плоскими гребінками	59
Висновки до розділу 2.....	65
Публікації за розділом 2	67
РОЗДІЛ 3 МОДЕЛЬ КЛІНОТРОНІВ З УРАХУВАННЯМ ВІДБИТТІВ ТА ПЕРЕТВОРЕНЬ МОД НА КІНЦЯХ СС	68
3.1 Розрахунки ЛЗХ-клінотронів у 2-D наближенні у нескінченній моделі.....	70
3.2 Електродинамічні системи ТГц клінотронів і вирішення задачі розсіяння.....	72
3.3 Електронно-хвильова взаємодія в надрозмірних ТГц клінотронах.....	77
3.4 Результати моделювання та їх порівняння з експериментальними результатами.....	80
Висновки до розділу 3.....	86
Публікації за розділом 3	87
РОЗДІЛ 4 ЕЛЕКТРОНО-ХВИЛЬОВА ВЗАЄМОДІЯ З УРАХУВАННЯМ РОЗКИДУ ПОВЗДОВЖНІХ ШВИДКОСТЕЙ ЕЛЕКТРОНІВ ПО ТОВЩИНІ ПУЧКА	88
4.1. Електронно-оптичні системи клінотронів ТГц діапазону	89
4.2. Траєкторний аналіз руху стрічкового пучка в ТГц клінотроні	90
4.3 Підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії у разі використання несиметричної електронної оптики.....	100

4.4 Багаточастотний режим	108
Висновки до розділу 4.....	110
Публікації за розділом 4	111
РОЗДІЛ 5 ПІДВИЩЕННЯ СТАБІЛЬНОСТІ ЧАСТОТИ І ПОТУЖНОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТГЦ КЛІНОТРОНІВ ЗОВНІШНІМ КОНТУРОМ ЗВОРОТНОГО ЗВ'ЯЗКУ	112
5.1 Вимоги до джерела живлення ТГц кліноотронів.....	114
5.2 Розробка схеми джерела живлення для прискорення пучка та живлення розжарення катоду для стабілізації частоти ТГц кліноотронів, керованого від ПК..	117
5.3 Стабілізація потужності та частоти випромінювання ТГц кліноотронів з використанням зовнішнього кола ПД стабілізації	122
5.4. Спектральні характеристики ТГц кліноотронів.....	126
Висновки до розділу 5.....	128
Публікації за розділом 5	129
ВИСНОВКИ	130
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	132
ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	146

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ЯМР – ядерний магнітний резонанс

ДПЯ – динамічна поляризація ядер

ЛЗХ – лампа зворотної хвилі

СС – система, що сповільнює рух хвилі

ПД – пропорційна-інтегральна-диференційна

ГДВ – генератор дифракційного випромінювання

МЦР – мазер на циклотронному резонансі

ФАПЧ – фазове автопідстроювання частоти

ЕП – електронний пучок

ВЧ – високочастотний

ЕОС – електронно-оптична система

ВСТУП

Актуальність теми дисертації. Останнім часом випромінювання ТГц діапазону набуває великого попиту внаслідок розвинення нових напрямків науки та техніки, таких як ТГц-бачення, системи догляду та безпеки, контроль якості продуктів харчування, ТГц-томографія, спектроскопія різноманітних середовищ та інші. Так, наприклад, у спектроскопії, заснованій на ядерному магнітному резонансі (ЯМР), щоб отримати підсилення сигналу ЯМР, використовують динамічну поляризацію ядер (ДПЯ) ТГц випромінюванням в частотному діапазоні 0,14 – 0,6 ТГц з потужністю 0,1 – 10 Вт [1]. З огляду на тривалий час проведення експериментів таким генераторам ставиться вимога стабільності частоти випромінювання на довгостроковому інтервалі часу не гірше ніж 10 від частоти ЯМР сигналу [2].

Найбільш поширені джерела ТГц випромінювання засновані на принципі перетворення кінетичної енергії електронів в енергію високочастотного електромагнітного поля за допомогою різноманітних електродинамічних систем. Це такі прилади, як клістроли з розподіленою взаємодією, лампи зворотної хвилі (ЛЗХ), клінотрони, генератори дифракційного випромінювання (ГДВ), мазери на циклотронному резонансі (МЦР) та інші. Широкого розповсюдження для великої кількості застосувань набули МЦР, які для отримання ТГц випромінювання використовують перетворення енергії обертального руху електронів в енергію електромагнітної хвилі [3, 4], здатні одержувати ТГц випромінювання великої потужності порядку сотень Вт зі зміною частоти в інтервалі до 2 % від робочої частоти, а також прилади, які засновані на індукованому випромінюванні Вавілова-Черенкова (ЛЗХ) та їх модифікації [5], які залежно від електродинамічної системи можуть випромінювати в широкому частотному спектрі майже до 70 % від робочої частоти з вихідною потужністю до 0,005 Вт на частоті 700 ГГц [5].

Використання приборів типу ЛЗХ у спектрометрах ЯМР в умовах ДПЯ вельми перспективне, зважаючи на їхні компактність та здатність випромінювати в широкому діапазоні частот за рахунок електронної перебудови частоти. Проте з

просуванням у субміліметровий (СУБММ) діапазон помітною мірою зменшується потужність випромінювання, яка генерується ЛЗХ. Це зумовлено зменшенням локалізації високочастотного поля поблизу системи, що сповільнює рух хвилі (СС), та зменшенням скін-шару в металі, з якого виготовлена СС, що призводить до росту омичних високочастотних втрат. Вплив цих факторів намагаються компенсувати застосуванням інтенсивних електронних пучків (ЕП) та сильних магнітних полів, що фокусують. Іншим методом поліпшення робочих характеристик ЛЗХ генераторів з відомих сьогодні є підвищення рівня вихідної потужності за рахунок використання ЕП, які поширюються під кутом до СС (кліноотронний ефект) [6]. Та в ТГц діапазоні існуючі конструкції кліноотронів є надрозмірними, що призводить до існування вищих типів коливань та неефективності використання хвилевідного виходу. Нарешті, для забезпечення коректних експериментів по ЯМР в умовах ДПЯ (ЯМР-ДПЯ) необхідна довгострокова стабільність частоти та потужності випромінювання, для чого використовуються зовнішні контури зворотного зв'язку, наприклад, фазове автопідстроювання частоти (ФАПЧ).

З наведеного вище огляду методів поліпшення робочих характеристик ЛЗХ-генераторів О-типу впливає, що для зниження впливу ВЧ омичних втрат в ТГц діапазоні частот перспективним є використання властивостей власних об'ємних коливань високодобротного резонатора, навантаженого СС. Крім того, в результаті сумірності амплітуди пульсацій ЕП та товщини ефективного шару ВЧ поля поблизу СС необхідні подальші дослідження фізичних процесів, що відбуваються при транспортуванні інтенсивних ЕП в просторі взаємодії генератора, з метою оптимізації процесів обміну енергією між ЕП і синхронною гармонікою ВЧ поля. Також необхідним є дослідження спектральних характеристик ТГц кліноотронів та розробка зовнішніх контурів зворотного зв'язку для стабілізації частоти та потужності випромінювання.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дана робота виконана у відділі вакуумної електроніки ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України в межах держбюджетних науково-дослідних робіт: “Електродинаміка відкритих резонансних систем, періодичних структур із композитними матеріалами та

антенних систем; прямі та зворотні задачі; розробка когерентних джерел, елементної бази і вимірювальних пристроїв міліметрового та субміліметрового діапазонів електромагнітних хвиль” (шифр “Старт-3”, державний реєстраційний номер 0111U010480); “Генерація, посилення, детектування та розповсюдження терагерцевого випромінювання; електродинамічне моделювання та експеримент” (шифр “Старт-4”, державний реєстраційний номер 0117U004034); “ Розробка та впровадження нових методів обчислювальної радіофізики; теоретичне та експериментальне дослідження трансформації електромагнітних полів гіга-, терагерцевого та оптичного діапазонів в об’єктах і середовищах антропогенного та природного походження; аналіз та синтез нових вузлів і пристроїв резонансної квазіоптики, твердотільної електроніки, імпульсної та антенної техніки; розробка і тестування нових вимірювальних схем рефлекто- і діелектрометрії” (шифр “Буксир-4”, державний реєстраційний номер 0112U000210); “ Теоретичне та експериментальне дослідження взаємодії електромагнітних хвиль гіга-, терагерцевого та оптичного діапазонів у природних та штучних структурах з метою розробки перспективних функціональних пристроїв антенної техніки, квазіоптики, мікрохвильової електроніки та нових радіофізичних технологій у біології та медицині” (шифр “Буксир-5”, державний реєстраційний номер 0117U004033); “Розробка нових методів і засобів отримання інформації про фізичні характеристики природних середовищ, їх структурних неоднорідностей, поверхонь розподілу та окремих об’єктів за даними дистанційного зондування і радіолокації” (шифр “Сенсоріка-2”, державний реєстраційний номер 0118U003035), а також в межах госпдоговірних робіт: за замовленням компанії з обмеженою відповідальністю з імпорту та експорту культурних і спортивних виробів "Тьян Мін" м. Уху, КНР, № WHTM2016UK0406 “Потужний НВЧ модуль на основі вакуумного генератора електромагнітних коливань типу Клінотрон «КН-0,88 (340ГГц)»” (шифр “Ветка”); за замовленням компанії з обмеженою відповідальністю з імпорту та експорту культурних і спортивних виробів "Тьян Мін" м. Уху, КНР, № 2012DOCX/S901012UR “Дослідження і спільна розробка конструкції та технології виготовлення вакуумного генератора електромагнітних коливань типу

Кліно́трон «КН-1,15 (260±2 ГГц)» (шифр “Росток”); за замовленням компанії Terasense Group, Inc. м. Сан-Хосе, США, № EX.IRE.11/2015 “Розробка експериментального зразка вакуумного генератора електромагнітних коливань типу Кліно́трон “КН-1,15 (260±2 ГГц)” разом з блоком живлення БУН-1” (шифр “Генератор-1”); за замовленням компанії TeraVED Group, Inc. м. Таллінн, Естонія, № 101/2017 “Розробка та поставка науково-технічної продукції” (шифр “Генератор-2”).

Мета і задачі дослідження. Метою даної дисертаційної роботи є виявлення фізичних особливостей взаємодії нерелятивістського стрічкового ЕП з електромагнітними хвилями, що збуджуються у об'ємних резонаторах з гребінчастими СС, які впливають на стабільність частоти і потужності випромінювання ТГц кліно́тронів. Для досягнення цієї мети були розглянуті наступні наукові завдання:

1. Дослідження впливу омичних втрат, викликаних шорсткістю поверхні гребінчастих СС та температурним навантаженням на елементи СС, на ефективність взаємодії ЕП з електромагнітними хвилями у електродинамічних системах ТГц кліно́тронів.

2. Розроблення та експериментальне дослідження характеристик кліно́тронів з однорідною та багатоступеневою плоскою гребінкою задля зменшення омичних втрат в ТГц кліно́тронах. Порівняння експериментальних результатів з розрахунками.

3. Подальший розвиток математичної моделі ТГц кліно́тронів з урахуванням відбиття та трансформації хвиль на кінцях СС, проведення чисельного моделювання процесу електронно-хвильової взаємодії та порівняння результатів моделювання з експериментальними результатами для кліно́тронів діапазону 300-340 ГГц.

4. Проведення траєкторного аналізу руху електронів стрічкового пучка в магнітних полях, що фокусують, з метою дослідження впливу розкиду повздовжніх швидкостей електронів по товщині ЕП на електронно-хвильову взаємодію в ТГц кліно́тронах.

5. Дослідження факторів, які впливають на стабільність частоти та потужність випромінювання, а також на спектральні характеристики кліноотронів; розробка зовнішніх кіл стабілізації параметрів випромінювання ТГц кліноотронів.

6. Розроблення та створення джерела живлення напруги, що прискорює, та зовнішнього контуру зворотного зв'язку з використанням ПД-схеми управління для стабілізації частоти та потужності випромінювання, а також для поліпшення спектральних характеристик ТГц кліноотронів.

Об'єктом дослідження є процеси транспортування інтенсивних багат шарових ЕП, а також процеси їх взаємодії з електромагнітними хвилями в ТГц кліноотронах.

Предметом досліджень є нерелятивістський стрічковий ЕП, що транспортується в електродинамічній системі ТГц кліноотрона, а також електромагнітне поле, яке збуджується багат шаровим ЕП, що рухається уздовж СС з урахуванням омичних втрат, відбиття та трансформації хвиль на кінцях СС.

Методи дослідження. Врахування впливу шорсткості поверхонь СС та їх температури, що змінюється внаслідок розсіювання ЕП в кліноотронному режимі, на величину високочастотних омичних втрат виконано в межах моделі Хаммерштада-Беккадаля, закону Відемана-Франца та за допомогою визначення потужності питомих втрат поверхневої хвилі. Дослідження шорсткості поверхонь СС в кліноотронах проведено методами оптичної мікроскопії. Визначення температурного розподілу в СС виконано в результаті чисельного розв'язування рівнянь теплопровідності у двовимірному та тривимірному наближенні із застосуванням ізотермічних та адіабатичних граничних умов та умови безперервності теплового потоку. Траєкторний аналіз ЕП в кліноотронах ТГц діапазону виконано методами чисельного розв'язання рівнянь Пуассона та руху заряджених частинок, у тому числі з врахуванням поля просторового заряду ЕП. Взаємодія електронного потоку з ВЧ полем розглядається при спільному розв'язанні рівняння збудження коливальних в ЛЗХ з похилим електронним потоком і тривимірних рівнянь руху електронного потоку, сфокусованого однорідним магнітним полем кінцевої величини. Рівняння розв'язуються методом кінцевих різниць з використанням методу крупних часток.

Розрахунок матриці розсіювання на кінцях СС у електродинамічній системі кліноотрона проводиться методом узагальнених матриць розсіювання. Верифікація отриманих результатів проводиться експериментально та шляхом тривимірного чисельного моделювання із використанням пакету програм CST Studio Suite.

Наукова новизна одержаних результатів визначається тим, що:

1. Вперше продемонстровано вплив розкиду поздовжніх швидкостей електронних шарів товстого пучка на ефективність електронно-хвильової взаємодії в кліноотронах ТГц діапазону у разі використання несиметричної електронно-оптичної системи, що формує стрічковий електронний потік. Показано, що внаслідок просторового розподілу шарів електронного пучка вихідна потужність у разі швидких нижніх шарів зростає у порівнянні з одношвидкісним потоком, тоді як у протилежному разі вихідна потужність різко падає.

2. Вперше отримано умови збудження багаточастотного режиму генерації в кліноотроні у разі використання несиметричної електронно-оптичної системи з розкидом поздовжніх швидкостей електронних шарів товстого пучка.

3. Вперше за допомогою розробленої моделі кліноотрона з урахуванням відбиття і трансформації поверхневих повільних хвиль у швидкі об'ємні хвилі на кінцях СС виявлено резонансний характер збуджених коливань навіть за наявності суттєвих затухань поверхневих хвиль в ТГц діапазоні. Вперше встановлено вплив умов відбиття та трансформації хвиль в області колектора на перерозподіл енергії що потрапляє у вихідний хвилевід, що проходить крізь анодну апертуру в область електронної гармати, та енергії, що відбивається у напрямку системи, що сповільнює рух хвилі.

4. Отримала подальшого розвитку теоретична модель кліноотрона, що враховує втрати енергії поверхневої хвилі, що викликані шорсткістю поверхні СС, а також тепловим навантаженням у разі осідання електронного пучка на елементи СС. Вперше показано, що за рахунок зменшення провідності СС в постійному кліноотронному режимі залежність вихідної потужності від електронного струму більш полого, ніж в імпульсному режимі. Результати розрахункової вихідної

потужності кліноотронів ТГц діапазону добре узгоджуються з експериментальними результатами.

5. Вперше за допомогою запропонованого зовнішнього контуру зворотного зв'язку з використанням пропорційно-інтегрально-диференційної схеми управління напругою живлення ТГц кліноотрона отримано параметри стабілізації робочої частоти і потужності випромінювання, що відповідають вимогам спектроскопії ЯМР з ДПЯ. Вперше отримано залежності ширини спектральної лінії ТГц кліноотронів від пульсацій напруги, що прискорює, від щільності струму стрічкового електронного пучка. Визначено допустимий рівень таких пульсацій напруги, для забезпечення ширини спектральної лінії, необхідної для ЯМР-ДПЯ спектроскопії.

Практичне значення одержаних результатів визначається тим, що отримані в процесі виконання дисертаційної роботи результати можуть бути використані при розробці ТГц комплексів на основі кліноотронів з підвищеною вихідною потужністю (100 мВт в частотному діапазоні 280-320 ГГц) та високою стабільністю ($1,5 \cdot 10^{-5}$ від робочої частоти) параметрів генерації. Зокрема, запропоновано метод врахування впливу омичних ВЧ втрат, а також відбиття та трансформації хвиль на кінцях СС на процес генерації коливаний в ТГц кліноотронах. Результати, що отримані при аналізі взаємодії інтенсивного стрічкового багаточастотного ЕП з електромагнітними хвилями, можуть бути використані у розробці ТГц генераторів з підвищеною потужністю та у разі збудження багаточастотного режиму в кліноотронах.

Особистий внесок здобувача. Викладені в дисертації результати отримані самостійно або при його особистій участі. В роботах [7-12, 14, 16-19] здобувач брав участь у постановці та проведенні експериментальних досліджень. В роботах [19, 20] брав участь у проведенні чисельного розв'язування рівнянь руху електронів в електродинамічних системах кліноотронів та у моделюванні процесу взаємодії ЕП з розкидами поздовжніх швидкостей електронів в ЕП з полями гребінчастих СС. В роботах [7, 8, 10, 13, 14, 17] провів розрахунок дисперсійних властивостей СС кліноотронів та опору зв'язку синхронних просторових гармонік ВЧ поля. В роботах

[12, 15, 18] брав участь в розробці теоретичних підходів до аналізу та дослідженні надрозмірних електродинамічних систем ТГц клінотронів, проводив чисельне моделювання електронно-хвильової взаємодії в таких системах. В роботах [7, 17] брав участь в розробці зовнішніх контурів зворотного зв'язку з використанням ПІД-схеми управління напругою живлення та потужністю розжарення ТГц клінотрона для стабілізації частоти та потужності випромінювання, розробляв блоки живлення розжарення та напруги, що прискорює, та брав участь у експериментальних дослідженнях параметрів ТГц випромінювання.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертації доповідалися та обговорювалися на таких міжнародних конференціях:

XV Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics, Dnepropetrovsk, Ukraine, 2015; 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, Kharkiv, Ukraine, 2016; IEEE International Vacuum Electronics Conference, Monterey, USA, 2016; 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering, Lviv, Ukraine, 2017; 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, Kyiv, Ukraine, 2018.

Результати роботи також доповідалися та обговорювалися на науково-кваліфікаційному семінарі «Радіофізика і електроніка міліметрових і субміліметрових хвиль» в ІРЕ ім. О.Я. Усикова НАН України.

Публікації. Результати дисертації опубліковані в 14 наукових роботах, у тому числі в 6 статтях у фахових українських та міжнародних наукових журналах [7-12] і 8 тезах доповідей на міжнародних наукових конференціях [13-20].

РОЗДІЛ 1

ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ПОБУДОВИ ЛЗХ-КЛІНОТРОНІВ

Дослідження і розробка потужних, компактних і простих у використанні джерел ТГц випромінювання все ще становлять значний інтерес для радіолокаційних, біологічних і медичних застосувань, а також для вивчення матеріалів у всіх агрегатних станах. Найбільш потужним лабораторним генератором на суб-ТГц до 1 ТГц є гіротрон [21, 22]; проте його основними недоліками є вимоги до дорогих і об'ємних надпровідних магнітів і вузький діапазон перебудови частоти [22]. Менш потужний, але більш компактний нерелятивістський генератори, такі як лампа зворотної хвилі (ЛЗХ) [6, 23-33], генератор дифракційного випромінювання (ГДВ) [34-36] і Оротрон [37-39] зазвичай використовуються в якості джерел які перебудовуються в міліметровому діапазоні і є спроби використовувати їх в суб-ТГц і ТГц діапазонах. Генератори типу ЛЗХ працюють на випромінюванні Вавилова-Черенкова та мають електронну перебудову частоти (зміна частоти відбувається шляхом зміни напруги, що прискорює електрони), тоді як ГДВ / Оротрони працюють на випромінюванні Сміта-Парселла та мають механічну перебудову частоти (зміна частоти відбувається шляхом зміни розмірів резонатора). Традиційні лампи зворотної хвилі (ЛЗХ), мають вихідну потужність до 40 мВт в діапазоні частот від 100 до 200 ГГц і менше 10 мВт на частотах вище 200 ГГц [40], що недостатньо для великого числа додатків. Резонансний ЛЗХ характеризується меншим пусковим струмом і більш високою вихідною потужністю, проте залежність потужності від частоти не така плавна, як у не резонансних ЛЗХ. У 1950-х роках в ІРЕ ім. О. Я. Усикова було запропоновано клінотрон, як модифікована резонансна ЛЗХ зі збільшеною вихідною потужністю [6]. Вдосконалений процес взаємодії пучка з хвилею в клінотроні досягається шляхом нахилу електронного пучка до системи, яка сповільнює рух хвилі [6, 25-27, 41-44]. Нахил ЕП забезпечую взаємодію всіх електронів пучка с полем сповільненої хвилі. Його перебудова частоти складає близько 10% [6, 25-26]. Падіння вихідної потужності ЛЗХ і ГДВ /

Оротрон в ТГц діапазоні обумовлене зменшенням локалізації поля СС та збільшенням омичних втрат. Для ефективної генерації випромінювання, як ЛЗХ так і ГДВ / Оротрон потребують інтенсивних ЕП та сильних магнітних полів для фокусування ЕП. В той час, як омичні втрати є більш серйозною проблемою для ЛЗХ і кліноотрона, оскільки через омичні втрати відбита поверхнева хвиля сильно послаблюється, що різко знижує резонансні властивості. Просторові (швидкі) хвилі не так чутливі до омичним втрат, а пристрої, засновані на випромінюванні Сміта-Парселла (ГДВ, Оротрон [34-39]), мають досить високу добротність навіть в терагерцевому діапазоні. Однак вони мають низький опір зв'язку. Як кліноотрони, так і ГДВ / оротрона генерують кілька ват при 0,1-0,2 ТГц і до декількох десятків міліват у діапазоні частот 0,5 ТГц [6, 25-26, 34-37].

1.1 Методи розрахунку вихідних параметрів кліноотронів мм та ТГц діапазонів

В даний час процес створення вакуумних джерел електромагнітного випромінювання зводиться до моделювання робочих характеристик приладу за заданими параметрами електронного потоку, розподілу магнітного поля, що фокусує і параметрами електродинамічної системи [45, 46]. Моделювання умов збудження коливальних і визначення ефективності електронно-хвильової взаємодії здійснюється шляхом вирішення системи самоузгоджених рівнянь Максвелла і рівнянь руху. Поширеними методами вирішення даного завдання є моделювання за допомогою методу «частинок в комірках» або слабо сигнального наближення [47-49]. Кожен з підходів має свої переваги, проте слід зазначити, що загальною особливістю є прийняття ряду спрощень у постановці завдання. Особливо складним у таких розрахунках є врахування високочастотних втрат в системі під час взаємодії, дійсна величина яких може бути визначена тільки експериментальним шляхом [50]. Крім перерахованих вище параметрів, на характеристики генератора впливають неточності, допущені при виготовленні і збірці вузлів генератора, величину і ступінь впливу яких визначити практично неможливо.

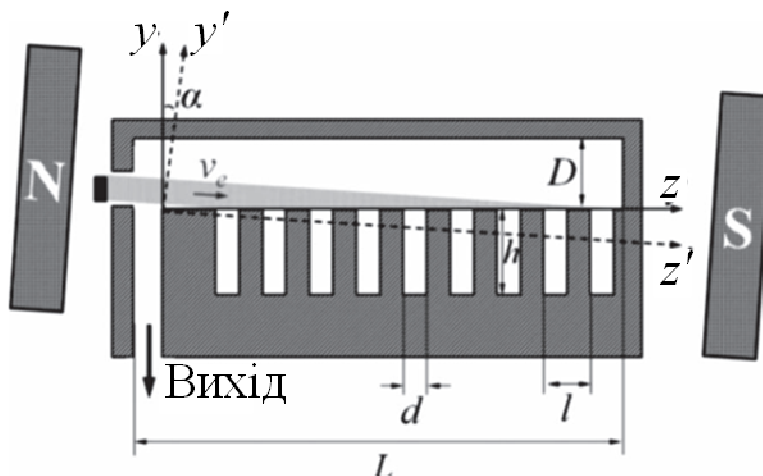


Рисунок 1.1 – Схема електродинамічної системи кліноотрона

З точки зору розробки і проектування параметри випромінювання вакуумного електронного пристрою можуть бути оцінені за допомогою дисперсійного рівняння та спільного рішення рівнянь руху заряджених частинок з рівняннями збудження хвиль в 2-D наближенні. Більш точні оцінки можуть бути отримані в разі тривимірних обчислень та обчислень за методом частинок в осередках. Однак доступним програмам потрібно потужне обладнання з-за розгляду великої кількості частинок і складного алгоритму. Без додаткових технологій прискорення час рахунку за одну операцію перевищує кілька десятків годин [51].

При спільних розрахунках рівнянь збудження і рівнянь руху заряджених частинок використовують двовимірне наближення без урахування залежностей величин в напрямку осі x (рис. 1.1), що справедливо для випадку однієї варіації поля по ширині гребінки. Використовуючи відомі вирази для полів в двовимірному хвилеводі з гребінкою поздовжнє електричне поле має такий вигляд:

$$E_z = \exp(ik_0 z) \sum_{r=-\infty}^{\infty} a_r \exp(irz2\pi/l) \exp(iq_r y) \quad (1.1)$$

де k_r и q_r - поздовжні і поперечні хвильові числа r -ї гармоніки. Метод перерозкладань дає дисперсійне рівняння і відношення амплітуд гармонік [52]

$$1 + ik \frac{d}{l} \tan(kh) \sum_{r=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin(k_r d/2)}{k_r d/2} \right)^2 \frac{1}{q_r} = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{a_r}{a_0} = \frac{\sin(k_r d/2) / k_r d/2 \sinh(q_0 D)}{\sin(k_0 d/2) / k_0 d/2 \sinh(q_r D)} \quad (1.3)$$

Рівняння збудження поля для розширеного ЛЗХ з відбиттями від кінців періодичної структури набуває вигляду (1.4) [54]. Електричне поле тут представляється, як сума прямої і зворотної хвиль, що взаємодіють з ЕП, тобто

$$\vec{E} = C^+(z, t) \vec{E}_p(z, y, k) \exp(ik_0 z - i\omega t) + C^-(z, p) \vec{E}_{-p}(z, y, k) \exp(-ik_0 z - i\omega t) \quad (1.4)$$

Перетворення зворотної хвилі в пряму і навпаки описуються наступним чином:

$$C^+(0, t) = R_1 C^-(0, t) \quad (1.5)$$

$$C^-(L, t) = R_2 C^+(L, t) \exp(i2k_0 L) \quad (1.6)$$

где R_1 и R_2 – відбиття від початку та кінця гребінки.

В існуючій теорії резонансних ЛЗХ і клінофона розглядаються тільки коефіцієнти відбиття робочих поверхневих хвиль, і знаходження їх значень зазвичай є складним завданням і, отже, знаходяться їх приблизні значення [26, 43, 53-56]. У 2D наближенні і коли висота замкнутого хвилеводу D менше, ніж половина довжини хвилі $D < \lambda/2$, такий підхід є дійсним, оскільки існує тільки поверхнева хвиля, що поширюється в просторі взаємодії. Та для ТГц діапазону коли стандартна геометрія електродинамічної системи стає над розмірною даний підхід не зовсім доцільний, та не дозволяє провести розрахунки з високою достовірністю.

1.2 Оптимізація параметрів стрічкових пучків клінофонов мм та ТГц діапазонів

Багато зусиль було зроблено для поліпшення вихідних параметрів електронно-вакуумних генераторів типу ЛЗХ, таких як вихідна потужність і якість спектрів коливань в суб-ТГц і терагерцевому діапазонах [25, 26, 28, 33, 37, 42, 57, 59]. Якість електронного пучка, який формується електронно-оптичною системою, є одним з факторів, що впливають на роботу генераторів.

Практичні застосування вимагають компактної конструкції для будь-якого вакуумного електронного пристрою. Габаритні розміри генератора в основному залежать від магнітної системи для випадку електронних пучків, які фокусуються

магнітним полем. У клінотронах застосовуються системи фокусування з постійними магнітами (МФС) на основі сплаву Nd-Fe-B. Магнітне поле від 0,5 Тл при 0,13 ТГц до 1,1 Тл при 0,41 ТГц для цих систем. Крім того, габаритні розміри системи не перевищують 1800 см^3 , а вага змінюється від 2,5 до 11 кг [6, 58].

Питання про вплив розкиду швидкостей електронів в ЕП на вихідні параметри клінотрона мало вивчене. Оскільки основною відмінністю між ЛЗХ і клінотроном є нахил ЕП до гребінки [6, 25, 26, 59], розкид швидкостей по товщині ЕП призводить до того, що шари пучка з різною швидкістю падають на гребінку в різних поздовжніх положеннях (взаємодія різних швидкісних часткою з високочастотним полем розподілено в просторі взаємодії). Отже, поведінка клінотрона і ЛЗХ з ЕП, який має розкид електронів за швидкостями може бути абсолютно різна. Розподіл розкиду швидкостей в поперечному перерізі ЕП може бути досить складним через безліч причин таких, як неоднорідність магнітного поля, що фокусує, іонізація залишкових газів та бомбардування емітера іонами, просторовий заряд, неточності юстування ЕОС та ін.

В [6, 20] було показано, що в ЕОС, які використовуються в клінотронах, поздовжній розкид швидкостей по перетину пучка становить 0,3-2%. Зі збільшенням просторового заряду розкид швидкостей ще більше збільшується і ускладнюється через діакотронний ефект, і для його розуміння потрібно ретельне тривимірне моделювання руху частинок.

У кращому випадку всі електрони в пучку мають однакову поздовжню швидкість, щоб досягти фазового групування в високочастотному електромагнітному полі. Тому будь-яка дія яка викликає розкид швидкостей забезпечує розширення спектральних ліній. Розкид швидкостей електронів в пучку зазвичай призводить до зниження ефективності [6, 60, 61]. Формування стрічкового ЕП з мінімальними розкидом швидкостей поряд зі збільшенням імпедансу, для застосування в ТГц генераторах, є переважним завданням для розробників. Крім того, в ЛЗХ та подібних лампах частота коливань визначається так званою умовою синхронізму швидкості між ЕП і хвилею, і в разі розкиду швидкостей ця умова може зберігатися для певної смуги частот, яка може привести до розширення спектрів

коливань [6, 61]. Повинні враховуватись релаксаційні коливання, що забезпечують флуктуації щільності струму електронного пучка, які викликані такими ефектами, як випадкова модуляція струму пучка через мерехтіння катода. Причинами, що викликають розкид швидкостей ЕП з одного боку, є релаксаційні коливання які збуджуються через вторинну емісію електронів з поверхні електродів і СС за рахунок перехоплення частинок пучка. З іншого боку, молекули залишкових газів іонізуються пучком, а внутрішній тиск в трубці досить великий. Також сильний вплив на якість пучка мають ефекти анодної лінзи і кулонівської сили, шорсткість катода, розкид теплових швидкостей і так далі.

Використання кінцевого магнітного поля для фокусування електронного потоку накладає певні вимоги до електронно-оптичних систем клінотронів. Добре відомо, що електронні гармати Пірса формують електронні пучки в яких компенсується дія анодної лінзи на поперечні флуктуації електронного потоку мінімальні. Однак гармати такого типу технологічно складно виготовляти. В клінотроні використовується електронна гармата типу плоского діода в магнітному полі. Для такого типу електронної гармати важливим є осесиметричність емітера відносно анодної лінзи. Дослідження асиметричної діодної оптики в клінотронах велось в роботах [6, 62-64]. Тут розглядалася можливість підвищення опору зв'язку за рахунок перенесення місце розташування рівноважної траєкторії щодо осі лінзи анодного отвору. Вісь анодної лінзи була перенесена на поверхню періодичної системи (рис. 1.3). Теоретичні та експериментальні дослідження по створенню таких умов взаємодії привели до реалізації асиметричних електронно-оптичних систем, у яких електрони, віддалені від осі лінзи в напрямку до поверхні періодичної системи, колімуються спеціальними електродами до потрапляння в простір взаємодії або не створюються зовсім за рахунок спеціального розміщення поверхні термокатода щодо осі лінзи [62, 63]. Було досягнуто підвищення опору зв'язку в декілька разів.

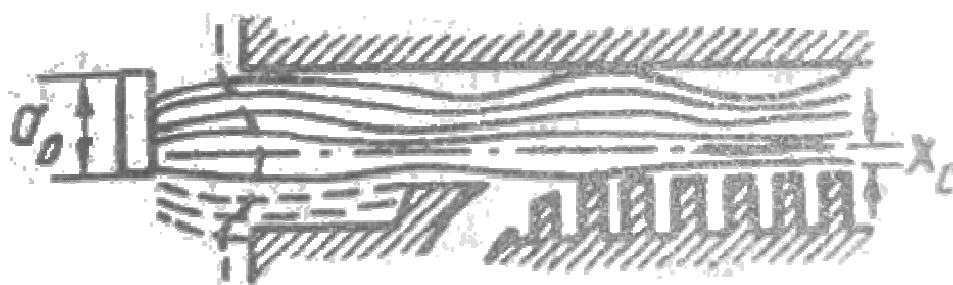


Рисунок 1.3 – Схема асиметричної електронно-оптичної системи кліноотрону. x_c – відносне положення рівноважної траєкторії руху електронів [6]

Дія анодної лінзи, як в випадку симетричної так і асиметричної електронної оптики, призводить до розкиду повздовжніх швидкостей електронів по товщині пучка. Для ТГц кліноотронів розкид повздовжніх швидкостей має значний інтерес з точки зору електронно-хвильової взаємодії. Так, як в кліноотронах використовуються електронні потоки які поширюється під кутом до СС, таким чином що нижчі шари потрапляють на початок СС а верхні на кінець (кліноотронний ефект див. рис. 1.4), розкид повздовжніх швидкостей по товщині потоку призводить до різних умов синхронізму хвилі з різними шарами потоку. В такому випадку існує необхідність в проведенні досліджень розкиду повздовжніх швидкостей електронів по товщині пучка та вивчення ефектів, які з цього випливають.

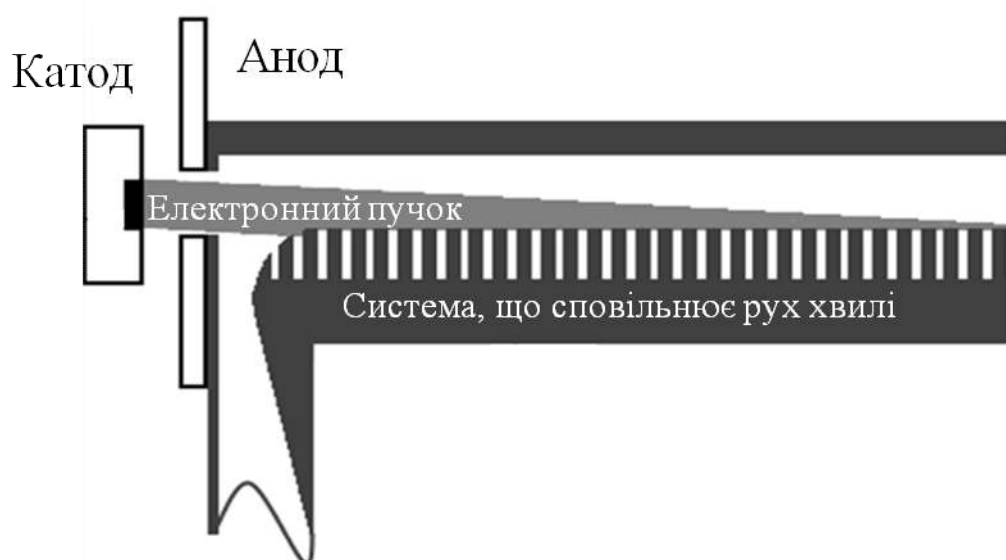


Рисунок 1.4 – Поширення електронного потоку в кліноотроні (кліноотронний ефект)

В роботі [6] проведено вивчення однотипних клінотронних генераторів безперервної дії, яке показало, що вони можуть мати суттєво відмінні вихідні характеристики. Було встановлено, що розкид вихідних характеристик визначається відмінністю в структурі ЕП, які в них використовуються. На сам перед, на вихідні характеристики має високий вплив іонне бомбардування катоду, яке призводить до розщеплення ЕП на 2 частити по товщині. Аналіз явищ до яких призводить розщеплення ЕП показав, що коли в простір взаємодії під клінотронним кутом потрапляють два ЕП з однаковими швидкостями електронів але різною щільністю струму, в системі можуть збуджуватися дві частоти одночасно. Цей ефект обумовлений тим, що пучок який падає на кінець СС збуджує хвилю на одній частоті, а пучок на початку на іншій. Це явище добре пояснює функція b , з її допомогою можна розрахувати електронне зсув частоти Δf , викликане зміною величини робочого струму пучка I_0 при незмінній напрузі що прискорює V_0 (оскільки $\Phi_0 = -2\pi CNb$, то зміна b призводить до зміни Φ_0 , а отже, і зміщення частоти що генерується).

Досліджень розкиду повздовжніх швидкостей електронів в ЕП в клінотронах з точки зору електронно-хвильової взаємодії важливе завдання, воно може дати відповіді на багато питань стосовно частоти генерації, багато частотного режиму та ширини спектральної лінії випромінювання клінотрону.

1.3 Електронна перебудова частоти у ЛЗХ-клінотроні

Характерною особливістю ЛЗХ та їх модифікацій є електронна перебудова частоти випромінювання. Збудження коливань відбувається при забезпеченні синхронізму ЕП з полем поверхневої хвилі. Для забезпечення електронно-хвильової взаємодії швидкість поширення ЕП повинна бути приблизно рівною фазовій швидкості першої від'ємної просторової гармоніки $v_e \approx v_\varphi$. В ЛЗХ подібних генераторах використовується прискорення електронів за рахунок високовольтної напруги, яка в залежності від параметрів СС може сягати значень в 20 кВ.

Швидкість поширення ЕП можна знайти з закону збереження енергії $v_e = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_e} \cdot U}$,

де m_e , e – маса та заряд електрона, U – напруга, що прискорює. Отже змінюючи значення напруги, що прискорює відбувається зміна швидкості ЕП та згідно с дисперсією СС (рис. 1.5), та синхронізму збуджуються коливання відповідної частоти. На рисунку 1.5 зображена дисперсія ЛЗХ на 320 ГГц та лінії пучка кут нахилу яких відповідає напругам, що прискорюють 3500 В та 5500 В. Дисперсію побудовано за допомогою розв'язання рівняння 1.2 та за умови робочих напруг до 6000 кВ.

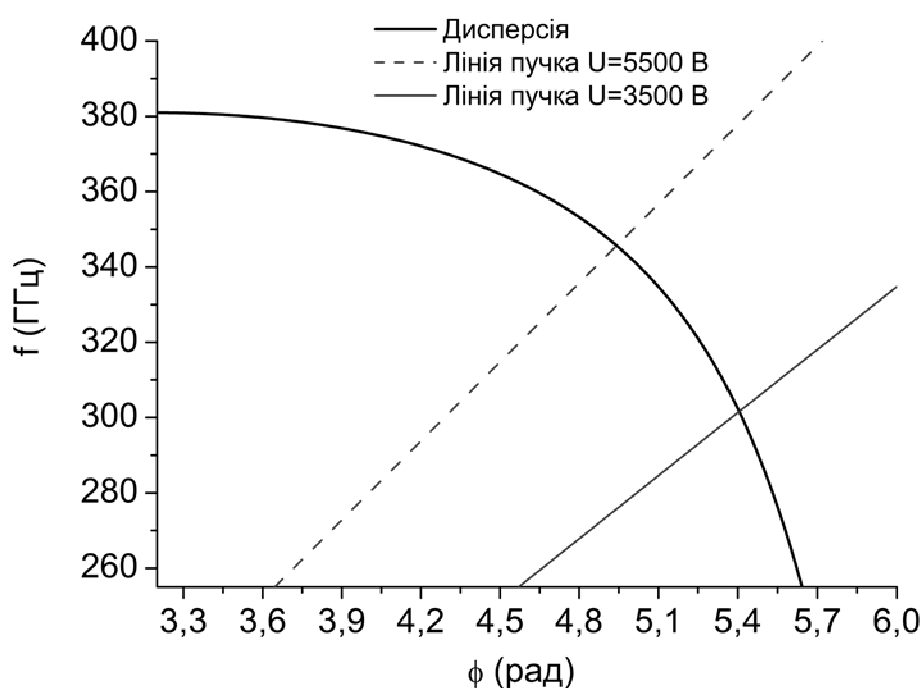


Рисунок 1.5 – Дисперсія кліноотрону на 320 ГГц та лінії пучка при напрузі, що прискорює 3500 В та 5500 В

1.4 Методи стабілізації частоти та вихідної потужності ЛЗХ-кліноотронів

Спектральні лінії молекул і їх з'єднань особливо рясні і сильні в ТГц діапазоні довжин хвиль, що робить цей діапазон дуже перспективним для вивчення спектрів речовин. Але розвиток досліджень в цій області зустрічає труднощі в технічній сфері. Освоєння ТГц діапазону було розпочато в 1922 році Глаголевої-Аркадьєву [65] і після дослідження в цьому діапазоні почали активно розвиватися в 1946-1947

роках. Основною складністю є відсутність потужного з широкою перебудовою по частоті джерела ТГц монохроматичного випромінювання. Даний діапазон представлений мазерами на циклотронному резонансі з рекордними рівнями потужності та стабільності частоти випромінювання і малопотужними генераторами черенковського типу з широким діапазоном перебудови частоти в межах однієї октави. Але джерела черенковського типу потребують зовнішніх ланцюгів стабілізації частоти.

У спектроскопії заснованій на ядерному магнітному резонансі з динамічною поляризацією ядер (ДПЯ) для ДПЯ в сильних магнітних полях потрібні джерела високої мікрохвильової потужності для досягнення насичення переходів ЕПР. В роботі [66] описуються перші результати ДПЯ в сильному полі в рідкому стані з використанням потужного гіротронного джерела мікрохвильового випромінювання (20 Вт при 260 ГГц). Посилення ДПЯ ^{29}Si на водних протонах було отримано для водного розчину солі Фремі; для порівняння, попереднє найвище значення було 10 з використанням твердотільного мікрохвильового джерела живлення (максимальна потужність 45 мВт). Збільшення поліпшення частково пов'язано зі збільшенням мікрохвильового насичення і підвищеною температурою зразка. Ці експериментально спостережувані поліпшення ДПЯ, які набагато перевищують передбачені значення, екстрапольовані з експериментів ДПЯ з низьким полем, експериментально демонструють, що ДПЯ можливий в рідкому стані також в сильних магнітних полях.

Динамічна поляризація ядер (ДПЯ) є важливою технікою для посилення сигналів ЯМР. Гріффін і Голман [67, 68] за допомогою своєї новаторської роботи показали, що дуже високі ДПЯ можуть бути отримані в твердих тілах також в сильних магнітних полях. Ці істотні поліпшення співвідношення сигнал / шум використовувалися в експериментах з зразками в твердому стані на біомолекулах [69] або в рідкому стані після швидкого розрідження зразка, або шляхом швидкого розчинення гранули в гарячому розчиннику [70], або шляхом плавлення лазером. Ця робота викликала нові ініціативи, що досліджують можливість безпосереднього досягнення поляризації ДПЯ Оверхаузера при сильних магнітних полях в рідкій

фазі, уникаючи циклічного заморожування-відтавання зразка. Один з підходів полягає в поляризації рідкого зразка в слабких магнітних полях з наступним швидким свіпанням для детектування ЯМР в сильних полях [71]. В цьому випадку можуть бути отримані великі початкові поліпшення, проте втрати через час свіпання, фактора Больцмана і магнітного поля профіль поля уздовж траєкторії комірки між полями поляризації і виявлення обмежує кінцеве досяжне посилення сигналу.

В експерименті повна потужність гіротрона (20 Вт) повинна була істотно зменшена, щоб обмежити нагрівання зразка приблизно до 35°C (температура зразка 60°C). Для 0,03 мм капілярів потужність мікрохвильового випромінювання в осередку складає приблизно 110 мВт. При цьому потужності опромінення спостерігалось посилення ДПЯ 29. Для порівняння в експерименті ДПЯ з використанням максимальної потужності твердотільного джерела мікрохвильового випромінювання 45 мВт і 25 мВт в 0,05 мм комірці, було досягнуто збільшення ДПЯ до 10 при температурі 40°C [66].

Лампи зворотної хвилі до сих пір є винятковим типом генераторів які перебудовуються в мікрохвильовому діапазоні, які безперервно покривають смуги міліметрового (мм) і субміліметрового (субмм) діапазону до приблизно 1,2 ТГц. Цей діапазон у багато разів перевищує весь сумарний мікрохвильовий діапазон, який активно використовується в даний час. Використання лампи зворотної хвилі в якості джерела мікрохвильового випромінювання для ДПЯ недоцільно в зв'язку з малістю потужності випромінювання яка становить близько 10 мВт в 1мм діапазоні і падає до 2 мВт в діапазоні 0,1 мм [72]. Застосування джерела з таким значенням потужності випромінювання не дасть істотного уселення сигналу ЯМР. Клінотрони володіють потужністю випромінювання яка на порядки перевищує ЛЗХ того ж діапазону 50 мВт на 400 ГГц [6] і зберігають досить широкий діапазон перебудови по частоті, тим самим можуть використовуватися в якості джерел для ДПЯ. Заміна гіротрона на клінотрон дозволить значно знизити вартість і розміри ЯМР-ДПЯ спектрометра і забезпечує дослідження спектрів молекул в широкому діапазоні при використанні одного клінотрона.

Важливою вимогою до джерел електромагнітного випромінювання для ДПЯ є стабільність частоти і потужності випромінювання. Стабільність частоти випромінювання повинна бути не гірше 0,1 від частоти ЯМР сигналу, а стабільність потужності випромінювання повинна складати 1% від номінального значення [1, 2]. Для використання ТГц клінофона, як джерело для ДПЯ необхідні дослідження спектральних характеристик випромінювання і реалізація зовнішніх контурів стабілізації частоти і потужності випромінювання.

Стабілізація частоти ЛЗХ ТГц діапазону здійснюється використанням системи фазового автопідстроювання частоти. Розробка і розвиток системи фазового автопідстроювання частоти (ФАПЧ) аж до найвищих частот генераторів зворотної хвилі (ЛЗХ), починається з першого субміліметрового ФАПЧ в 1970 році [73]. Для реалізації всіх переваг когерентних мікрохвильових методів у всьому цьому діапазоні, необхідно розширення найбільш точної техніки фазової синхронізації на цю широку смугу мм і субмм. Мікрохвильова спектроскопія історично була першою в освоєнні все більш коротких довжин хвиль мікрохвильовими методами [74], і перші системи були також розроблені для використання в мікрохвильовій спектроскопії. Великий внесок у цю область внесли фахівці з Нижнього Новгорода, а потім у співпраці з багатьма зарубіжними лабораторіями.

Для поліпшення параметрів радіоспектроскопа з акустичним детектором (РАД) використовувалася ФАПЧ ЛЗХ по стабільному опорному сигналу, який отримується за допомогою ланцюжка множення частоти від опорного генератора сантиметрового діапазону. У такій схемі використовується субмм ЛЗХ з блоком живлення що працює в діапазоні 500-5500 В напруги що прискорює і частотою випромінювання що генерується 500-700 ГГц. Опорним джерелом є синтезатор частоти на основі ЛЗХ міліметрового діапазону довжин хвиль. Змішувач-помножувач на планарному діоді Шотки має квазіоптичну конструкцію і працює без настройки від 200 ГГц до 1200 ГГц (рис. 1.6). Синхронізатор має центральну частоту проміжної частоти 350 МГц, цифровий детектор фази / частоти і вихідний смуговий підсилювач 3 МГц [75].

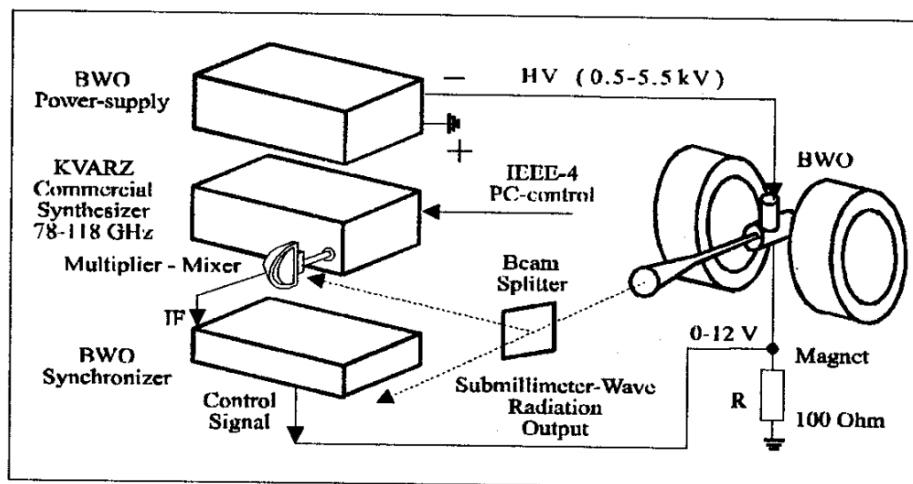


Рисунок 1.6 – Схема роботи ЛЗХ ФАПЧ для частот ЛЗХ 500-700 ГГц

У свою чергу опорне джерело 4-мм ЛЗХ стабілізується фазовим автопідстроюванням частоти з використанням 3-см клістрона як опорного джерела [75].

Для стабілізації частоти ТГц ЛЗХ її корпус відв'язується від землі і в розрив вбудовується резистор номіналом близько 100 Ом (рис. 1.6). У ланцюг між резистором і корпусом подається напруга пропорційна відхиленню частоти ЛЗХ від центральної отримується з фазового детектора і провадиться як стабілізація частоти так і перебудова ЛЗХ з високою точністю (крок до 5,7 кГц, рис.1.7).

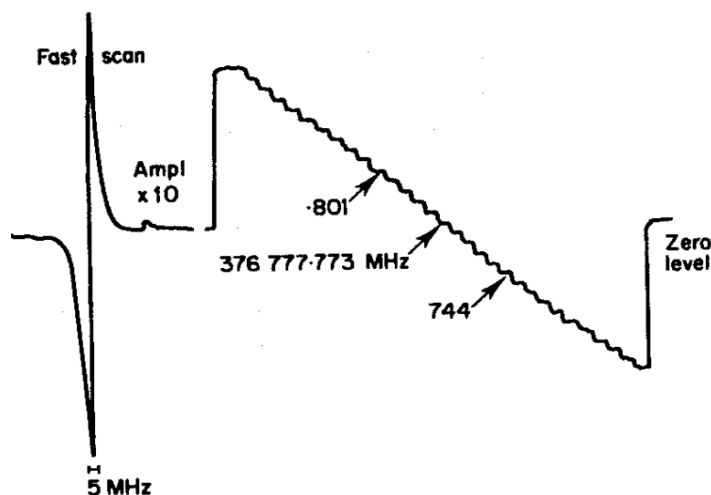


Рисунок 1.7 – Перше цифрове сканування субмм ЛЗХ ФАПЧ. Лінія J=15-14 N20 близько 377,8 ГГц записана у вигляді першої похідної профілю поглинання. Один крок відповідає 5,672 кГц. Частоти відзначені на рисунку [75]

Для отримання високої стабільності випромінювання ЛЗХ з ФАПЧ використовуються ЕП з малим значенням просторового заряду, що дозволяє

отримати вузьку спектральну лінію випромінювання ЛЗХ в 4 кГц. Але цей фактор накладає обмеження на потужність випромінювання та вона становить значення всього кілька мВт. Що робить неможливим використання ФАПЧ ЛЗХ для ДПЯ в ЯМР спектроскопії.

Використати ФАПЧ для кліноотрону вельми складне завдання. Так як кліноотрон завідома різновид ЛЗХ з підвищеною потужністю випромінювання який використовує інтенсивні ЕП та здатен випромінювати 50 мВт на частоті в 500 ГГц. Використання похилих ЕП в кліноотронах сумісно з впливом електронно-оптичної системи призводить до збільшення ширини спектральної лінії кліноотронів в порівнянні з ЛЗХ. Що значною мірою ускладнює конструкцію фазового детектування змішувача помножувача.

Виходячи з вимог по стабільності частоти, які висуваються до джерел ТГц випромінювання для використання їх в ДПЯ ЯМР спектроскопії кліноотрон має мати ширину спектральної лінії та стабільність частоти яка генерується протягом довгого часу (кілька діб) в межах 20-50 МГц в частотному діапазоні 200-500 ГГц.

Так, як кліноотрон має електронну перебудову частоти (рис. 3) стабільність частоти яка генерується залежить від стабільності напруги що прискорює. Для ТГц кліноотронів ця залежність має крутизну електронної перебудови 20-30 МГц/В. Використання блоків живлення напруги що прискорює з стабільністю високовольтної напруги ліпше ніж 1 В у всьому діапазоні напруг дозволить отримати задовільну короткочасну стабільність випромінювання. Для стабілізацію частоти випромінювання протягом більш ніж 15 годин можливо отримати за допомогою використання систем частотного автопідстроювання (ЧАП), з використанням зовнішнього кола зворотного зв'язку.

Висновки до розділу 1

Розробка вакуумних електронних приладів полягає в моделюванні вихідних параметрів за заданими параметрами ЕП, електродинамічної систем та магнітного поля, що фокусує та потребує великих розрахункових потужностей. В ИРС ім.

О. Я. Усикова використовувалась інтерпретація експериментальних результатів для побудови клінотронів на відповідний частотний діапазон. Та згодом в роботі [26] було запропоновано теорію клінотрона. Проте з просуванням ТГц діапазон частот необхідно враховувати спотворення профілю ЕП, високочастотні омичні втрати, явища що виникають через надрозмірність, що призводить до необхідності розвитку моделей розрахунку.

З просуванням в ТГц діапазон існуючі конструкції клінотронів є над розмірними, що призводить до існування вищих типів коливань та неефективності використання хвилевідного виходу. Отже необхідний розвиток нових моделей розрахунку клінотронів, які давали би змогу враховувати відбиття хвиль від кінців СС.

В результаті неточностей юстування електронно-оптичної системи клінотронів виникають спотворення профілю ЕП та в наслідок дії анодної лінзи виникає розкид повздовжніх швидкостей електронів по товщині ЕП. З проведеного огляду слідує, що необхідне дослідження електронно-хвильової взаємодії з використанням ЕП з розкидом повздовжніх швидкостей по товщині ЕП, що з'являється в ЕП, який формується несиметричною електронно-оптичною системою.

Для такого додатку, як спектроскопія ядерного магнітного резонансу (ЯМР) з динамічною поляризацією ядер (ДПЯ) використовуються генератори ТГц випромінювання в частотному діапазоні 0,14 – 0,6 ТГц з потужністю 0,1 – 10 Вт. Таким генераторам ставиться вимога стабільності частоти випромінювання на довгостроковому інтервалі часу не гірше ніж 0,1 від частоти ЯМР сигналу та потужності 1 % від номінального значення. З огляду на компактність та достатню вихідну потужність перспективно використовувати клінотрон в якості генератора для ДПЯ. Також для проведення ЯМР-ДПЯ експериментів необхідна довгострокова стабільність частоти та потужності випромінювання. Тому для стабілізації частоти та потужності випромінювання клінотрону необхідна розробка зовнішніх контурів зворотного зв'язку.

РОЗДІЛ 2

ВЗАЄМОДІЯ СТРІЧКОВОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ З КОЛИВАННЯМИ ГРЕБІНЧАСТИХ СС З УРАХУВАННЯМ ВТРАТ В СС ТГЦ КЛІНОТРОНІВ

У даному розділі пропонується використовувати статистичну обробку експериментальних параметрів кліноотронів з метою уточнення їх вихідних характеристик, які отримані в результаті чисельного моделювання параметрів електронно-хвильової взаємодії. У процесі досліджень передбачається визначення не тільки експериментальних залежностей оптимального зсуву фази на період системи при максимумі вихідної потужності [6, 76], а й значення просторового заряду QC , посилення по Пірсу C і параметра CN , які встановлюють залежності між струмом пучка, напругою, яка прискорює, геометрією електронного потоку і параметрами простору взаємодії [5].

Також запропоновано методи врахування високочастотних омичних втрат, які викликані шорсткістю поверхні СС та тепловим навантаженням елементи СС. Така, як в кліноотронах використовується ЕП, який поширюється під кутом до СС він перехоплюється елементами СС, що призводить до небажаного нагріву СС.

2.1 Врахування втрат поверхневої хвилі на неоднорідностях

Поширення поверхневої хвилі вздовж СС супроводжується протіканням високочастотних струмів в матеріалі системи. Виходячи з кінцевої величини провідності матеріалу, відбувається нагрів системи, що є результатом ослаблення хвилі, що поширюється, що характеризується високочастотними омичними втратами. Величина втрат сильно залежить від шорсткості поверхні СС. Якщо висота неоднорідностей поверхні перевищує величину скін-шару, то спостерігається збільшення довжини протікання високочастотних струмів (рис. 2.1), що

відображається в зниженні електропровідності матеріалу і призводить до додаткового тепловиділення.

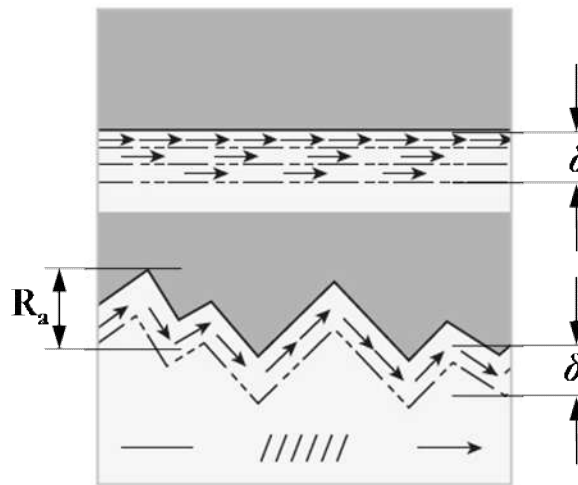


Рисунок 2.1 – Різниця у процесі протікання поверхневих струмів у гладкій та шорсткій поверхнях

Значення електропровідності металу в залежності від шорсткості поверхні для різних частотних діапазонів може бути оцінений за емпіричною формулою Хаммерштада-Бекадаля [77]:

$$\sigma(R_a) = \frac{\sigma_0}{\left\{ 1 + 2 \arctan \left[1,4 \left(R_a / \delta \right)^2 \right] / \pi \right\}^2} \quad (2.1)$$

де δ - глибина скін-шару, R_a - середнє арифметичне величини неоднорідностей поверхні (шорсткість). Величини питомої провідності міді для різних параметрів шорсткості поверхні в діапазоні частот 50-950 ГГц наведені на рис. 2.2 для випадку $\sigma_0 = 5,7 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. З графіків на рис. 2.2 виходить, що в ТГц діапазоні частот зі збільшенням шорсткості поверхні більше 0,03-0,06 мкм відбувається різке зниження електропровідності, а при більше 0,96 мкм провідність міді $1,44 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$.

У клінотронах застосовуються широкі СС гребінчастого типу, що виготовляються електроерозійним (електроіскровим) методом. При використанні відповідних матеріалів дана методика дозволяє створювати СС з шириною щілини (d на рис. 1.1) не більше 0,02 мм [78]. Однак в процесі виготовлення поверхня системи виявляється шорсткою і забрудненою продуктами розряду електрода. Це

вимагає застосування подальшої хімічної очистки [79]. Для видалення продуктів розряду в процесі електроіскрової обробки поверхня СС знаходиться під безперервним струменем дистильованої води.

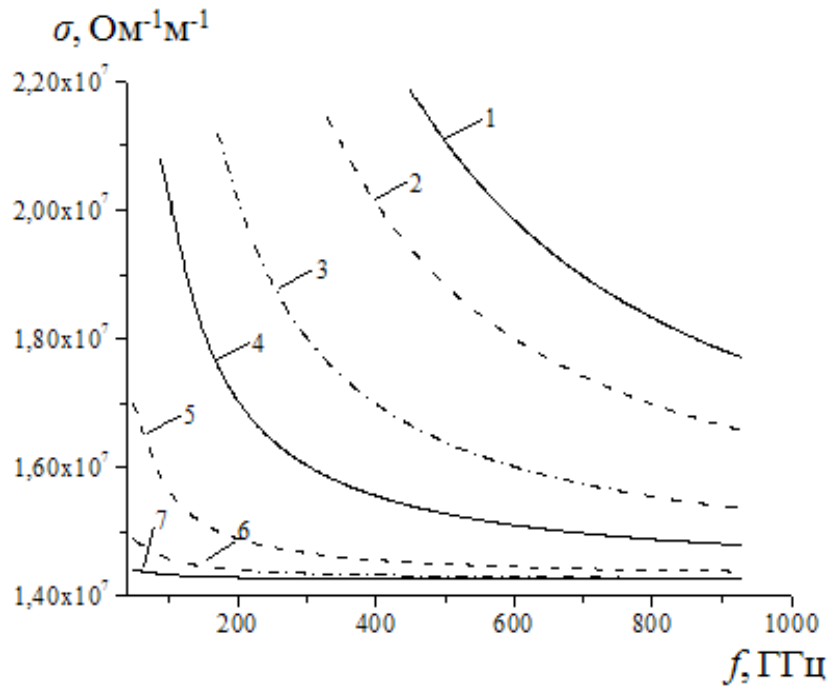


Рисунок 2.2 – Питома провідність міді, як функція частоти для деяких значень шорсткості поверхні R_a : 1 – 0,1 мкм, 2 – 0,12 мкм, 3 – 0,17 мкм, 4 – 0,24 мкм, 5 – 0,48 мкм, 6 – 0,96 мкм, 7 – 1,92 мкм [9]

Оцінка величини шорсткості поверхні СС клінотронів була проведена методом вимірювання профілю поверхні з застосуванням мікроінтерферометра Линника МИИ-4 [80, 81]. Для цього були визначені величини середнього арифметичного відхилення точок дійсного профілю від середньої лінії R_a , (2.2) а також середньої різниці висот найвищих та найнижчою точок R_z (1.5) згідно з наступними виразами:

$$R_a = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i^2} \quad (2.2)$$

$$R_z = \frac{\sum_{i=1}^5 |y_{iMAX}| + \sum_{i=1}^5 |y_{iMIN}|}{5} \quad (2.3)$$

де N – кількість вимірювань проведених на довжині поверхні зразка l , y_i – параметр відхилення висоти поверхні зразка для i -го вимірювання, y_{iMAX} та y_{iMIN} – максимальне та мінімальне значення відхилення на довжині поверхні зразка l . Принцип проведення вимірювань та фотографія зразка гребінки для кліноотрону діапазону частот 120 – 140 ГГц продемонстровано на рис. 2.3

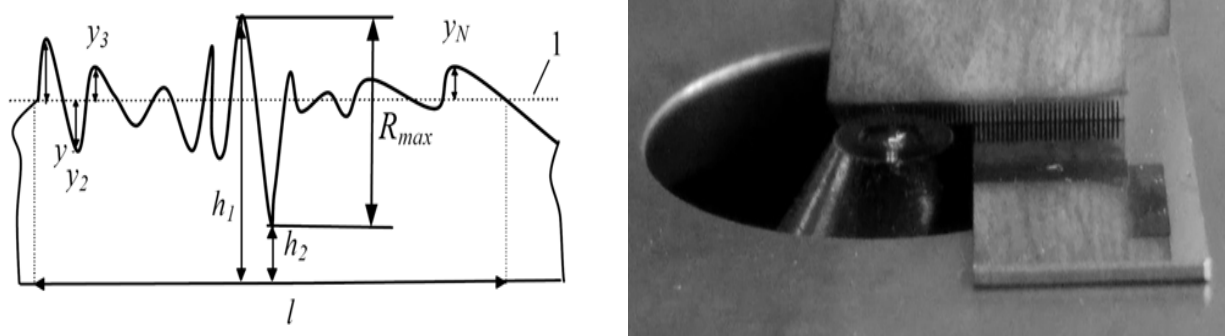
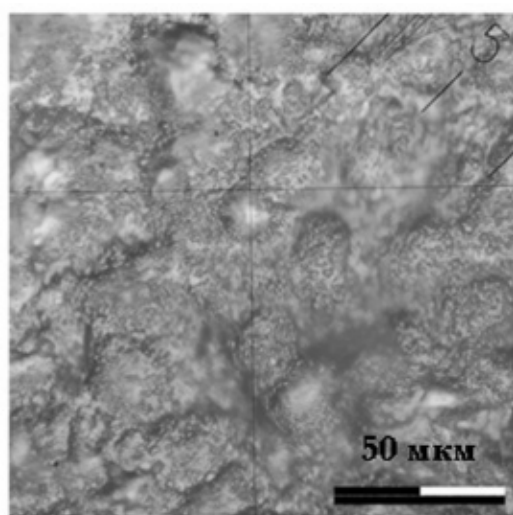


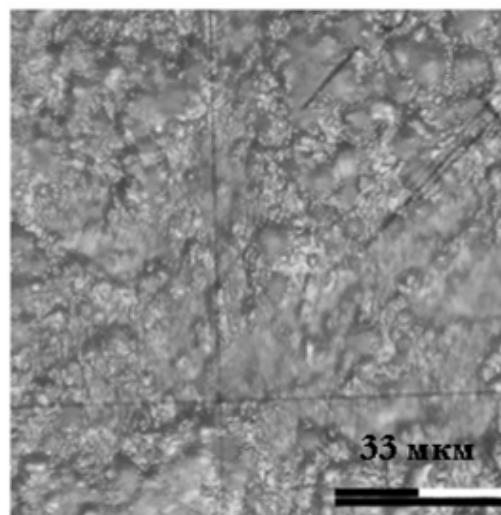
Рисунок 2.3 – Принцип проведення вимірювання (ліворуч) та фотографія зразка гребінки для кліноотрону діапазону частот 120-140 ГГц (праворуч)

Вимірювання проведені безпосередньо на поверхнях ламелей для декількох зразків СС після проходження хімічної обробки (рис. 2.4 а, б, в). Для більшого зниження шорсткості зазвичай застосовують електролітичне та хімічне полірування [82], що дозволяє досягти 9 ... 10 класів чистоти ($R_a=0,32-0,16$ мкм, $R_z=1,6-0,8$ мкм).

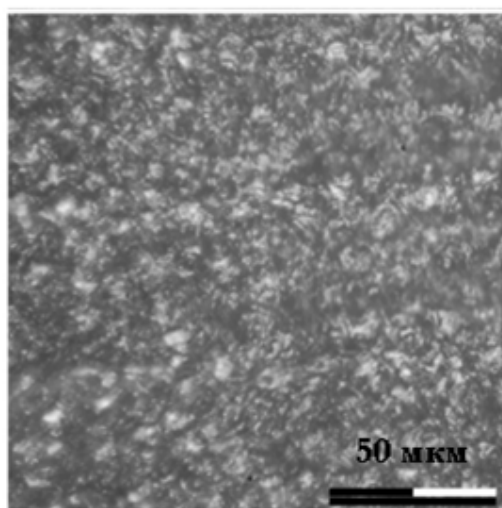
Для порівняння на рис. 2.4 г приведена поверхня мідної фольги, яка використовується для виготовлення дрібно структурних систем за методом, що виключає механічну обробку робочих поверхонь резонаторів СС [83, 84]. Високу чистоту поверхонь забезпечує також метод плаваючої накатки. Однак даний підхід реалізований на кліноотронах безперервної дії тільки для хвиль діапазону більш 2 мм [85, 6]. Необхідно відзначити, що при виготовленні СС кліноотронів діапазону хвиль коротше 2 мм мідну заготовку піддають попередньому зміцненню методом пластичної деформації (нагартівки). Нагартівка сприяє підвищенню міцності і зниженню пластичності металу, що особливо важливо при його подальшій обробці [79].



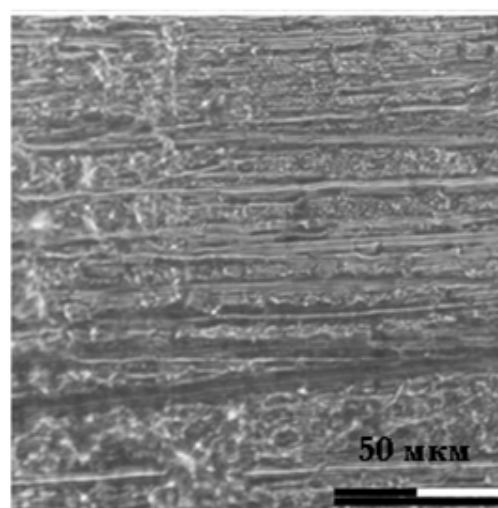
а)



б)



в)



г)

Рисунок 2.4 – Оптичне зображення досліджуваних поверхонь: а) $Ra=5,03$ мкм, $Rz=24,74$ мкм; б) $Ra=3,58$ мкм, $Rz=20,52$ мкм; в) $Ra=2,87$ мкм, $Rz=12,77$ мкм; г) $Ra=0,206$ мкм, $Rz=0,978$ мкм [9]

Сучасні методи виготовлення дрібно структурних систем, такі *X-Ray*, *UV-LIGA* та *DRIE*, забезпечують чистоту поверхні 0,05-0,4 мкм [86, 87]. Їх спільною особливістю є процес електроосадження міді на спеціальну форму, відповідну структурі, яка виготовляється. При цьому в розчині електроліту присутні домішки, які зв'язуються з атомами зростаючої кристалічної структури міді. У разі осадження електронного потоку на СС під час роботи електронного приладу іони, вирвані з металу, будуть приводити до іонного бомбардування катода, зниження його емісії і терміну служби. Таким чином, при створенні електродинамічної системи клінотрона

використання перерахованих методик може зустріти відповідні технологічні труднощі. В даний час *LIGA* і *DRIE* використовуються при створенні ЛЗХ і ламп біжної хвилі (ЛБХ) зі зустрічно-штировою системами і системами типу «вигнутий хвилевід» [78].

Таблиця 2.1

Параметри систем, що сповільнюють

Діапазон хвиль, мм	Період p , мм	Висота ламелі h , мм
2,0	0,2	0,475
0,75	0,08	0,1
0,33	0,03	0,05

Розрахунок величин питомих омичних втрат з урахуванням шорсткості поверхні гребінок виконувалось аналогічно роботі [88]. Розглядалася модель електродинамічної системи клінотрону зображена на рисунку 2.5. Розсіяння потужності викликане омичними втратами в СС розраховується по формулі (2.4), де σ – питома провідність, f – частота. Параметри досліджуваних СС клінотронів 2-мм, 0,75-мм і 0,33-мм діапазонів хвиль наведені в таблиці 2.1, а результати проведеного моделювання – на рисунку 2.6. Також на даному рисунку приведені величини опору зв'язку R_c .

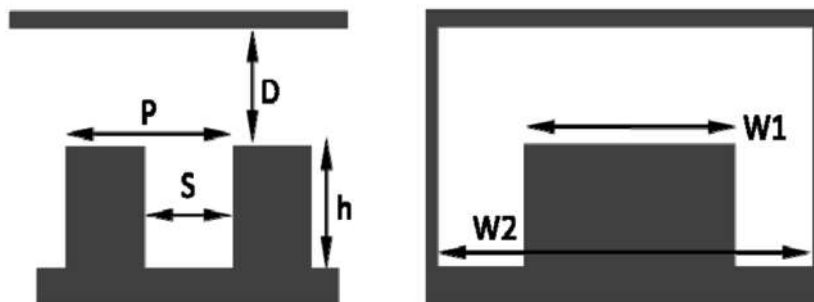


Рисунок 2.5 – Схема гребінки в хвилеводі [14]

$$P_s = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi \mu f}{\sigma}} \int_S |H|^2 dS \quad (2.4)$$

Розгляд мод ТМ в такій системі (рис. 2.5) дає одну складову магнітного поля H_x , паралельну щілинам гребінки. В області взаємодії і в канавках магнітне поле може бути знайдено з (2.5) і (2.6) де: $k = \omega/c$, $\beta_n = \omega/v_{ph,n}$ – поздовжнє хвильове число

в резонаторі, $\gamma_n^2 = \beta_n^2 - k^2$ – поперечне у хвильове число, $\zeta_m^2 = (m\pi/s)^2 - k^2$ – поперечне хвильове число в канавці.

$$H_x = i\omega \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{a_n}{\gamma_n} \cosh(\gamma_n(y+D)) \exp(i\beta_n z) \quad (2.5)$$

$$H'_x = i\omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{b_m}{\zeta_m} \cosh(\zeta_m(y-h)) \cos\left(\frac{m\pi z}{s}\right) \quad (2.6)$$

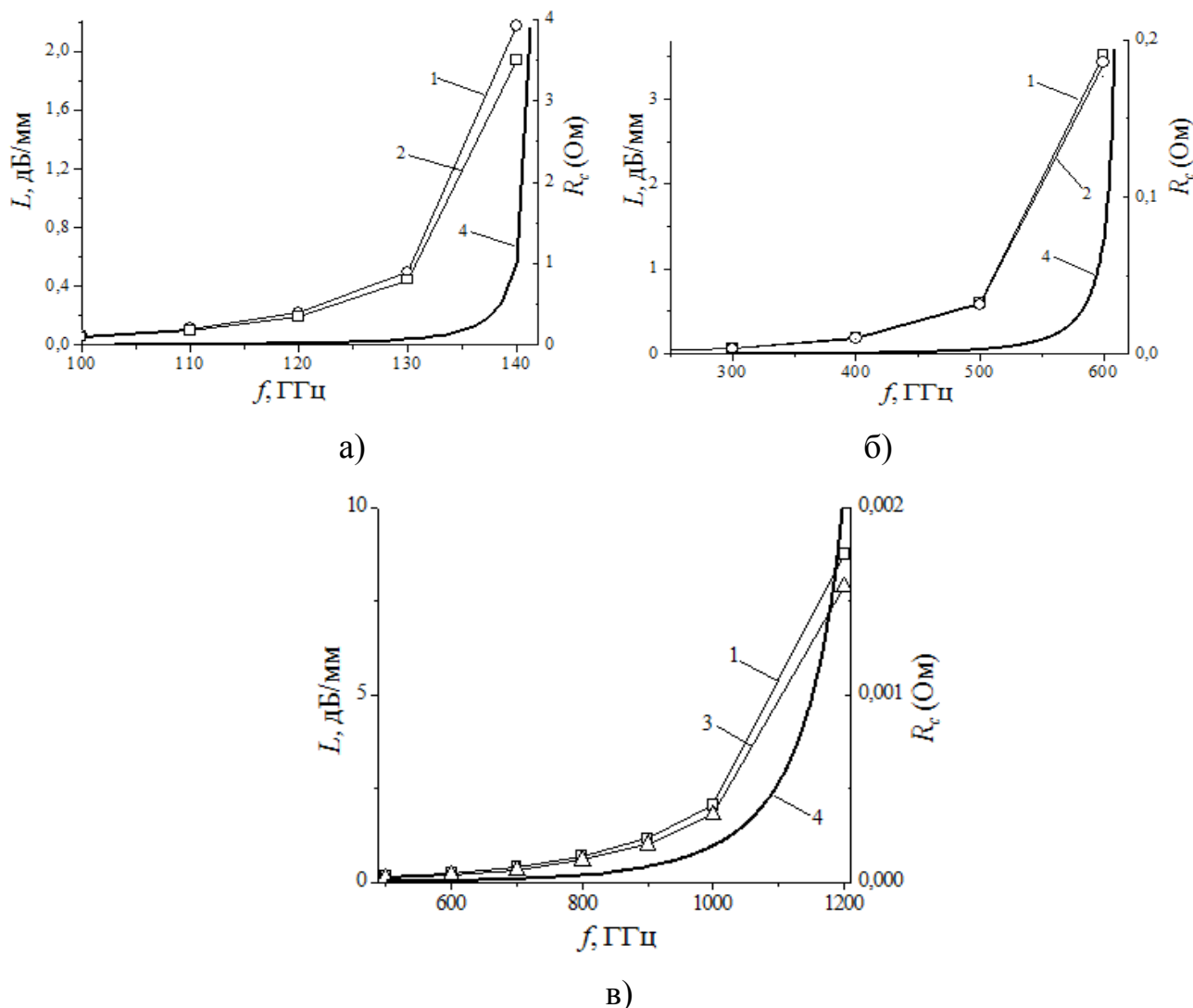


Рисунок 2.6 – Питомі омичні втрати, як функція частоти з урахуванням шорсткості поверхні 1 – $R_a=3$ мкм, 2 – $R_a=0,25$ мкм, 3 – $R_a = 0,09$ мкм, 4 – опір зв'язку R_c :
а) $\lambda_g=2,0$ мм; б) $\lambda_g=0,75$ мм; в) $\lambda_g=0,33$ мм [9]

Аналіз отриманих результатів показує, що еквівалентні рівні втрат величиною 0.5 дБ / мм досягаються при фазовому зсуві 0.389π на частоті 130 ГГц, 0.322π на частоті 470 ГГц і 0.163π на частоті 734 ГГц. При цьому оптимальний зсув фази в

2-мм діапазоні складає близько 0.4π , а при довжині хвилі 0.8 мм – $0.2 \dots 0.3\pi$ [6, 25]. Результати моделювання узгоджуються з експериментальними даними, представленими в [84,6] для 2-мм діапазону хвиль. Для хвиль порядку $\lambda_g = 0.33$ мм набуті значення втрат порівнювалися з результатами моделювання аналогічних СС, проведеного за допомогою коду CST MWS [89]. Таким чином, було отримано відповідність результатів і в цьому діапазоні.

У той же час слід зазначити, що фактичні втрати поверхневої хвилі при поширенні уздовж СС можуть бути визначені лише експериментальним шляхом в «холодному» режимі [84, 90]. Крім того, чистота обробки поверхонь резонаторів гребінки сильно залежить від обраного режиму іскрового розряду, що вимагає дослідження зразків обробленої поверхні індивідуально в кожному конкретному випадку.

2.2 Врахування впливу нагріву на зміну провідності

У клінотронному режимі роботи електронний потік осідає на поверхні СС, яка таким чином грає роль колектора. Потужність електронного потоку, яка прикладається може досягати декількох сотень ват, в результаті чого поверхня СС нагрівається, що призводить до зменшення електропровідності матеріалу гребінки. Провідність металу, як функція температури визначається законом Відемана - Франца [91]:

$$\sigma_0(T) = 3e^2 K / T \pi^2 k^2 \quad (2.7)$$

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

Для оцінки температури, якої може досягати ламель СС, було проведено моделювання двовимірною стаціонарною рівнянням теплопровідності [92]:

$$\chi \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + Q(y, z) = 0 \quad (2.8)$$

де χ – коефіцієнт теплопровідності, $Q(y, z)$ – функція точкових джерел тепла.

Моделювання проводилося для одного періоду СС в припущенні рівномірного розподілу потужності електронного потоку по довжині СС, а також рівності ширини

пучка і системи. Тепловий потік в підставі гребінки уздовж осі y вважаємо рівним нулю, що відповідає випадку розташування ділянки, яка модулюється в середині системи. Температура підстави T_c відповідає температурі рідини, яка охолоджує. В результаті граничні умови мають такий вигляд:

$$T(0, z)/dy = 0; \quad T(p, z)/dy = 0; \quad T(y, 0) = T_c \quad (2.9)$$

Крім того, передбачалося, що ламель оточена середовищем з нульовим коефіцієнтом теплопровідності, а теплопровідність матеріалу гребінки не залежить від зміни температури. Функція точкових джерел тепла задавалася на верхній кромці ламелі в наступному вигляді:

$$Q(y, z) = IU / N w_{gr} s \Delta z \quad (2.10)$$

де I – струм пучка, U – напруга, що прискорює, N – число періодів, w_{gr} - ширина СС, Δz - величина кроку по осі z .

На рис. 2.7 представлений приклад розподілу температури для одного періоду СС 2-мм діапазону хвиль. Дана гребінка має наступні параметрами: період $p = 0,2$ мм, висота ламелі $h = 0,45$ мм, товщина ламелі $s = 0,1$ мм. Температура підстави T_c передбачається рівній 333 °К, а щільність потужності електронного пучка становить $3,06$ кВт/см².

На рис. 2.8 наведено порівняння результатів моделювання рівнянь теплопровідності в двовимірному (знаки \circ , \square і Δ) і одновимірному наближенні (лінії: суцільна, штрихова і штрих-пунктир). Градієнт температури по висоті ламелі становить 80 °К, а по висоті підстави 50 °К, що по порядку значень відповідає результатам, наведеним в [84, 6]. Також на рис. 2.8 наведені значення провідності міді σ_0 у відповідному діапазоні температур. З урахуванням наведених значень, як показують результати розрахунків, величина омічних втрат зростає в середньому в $1,3$ рази в порівнянні з результатами, наведеними на рис. 2.6.

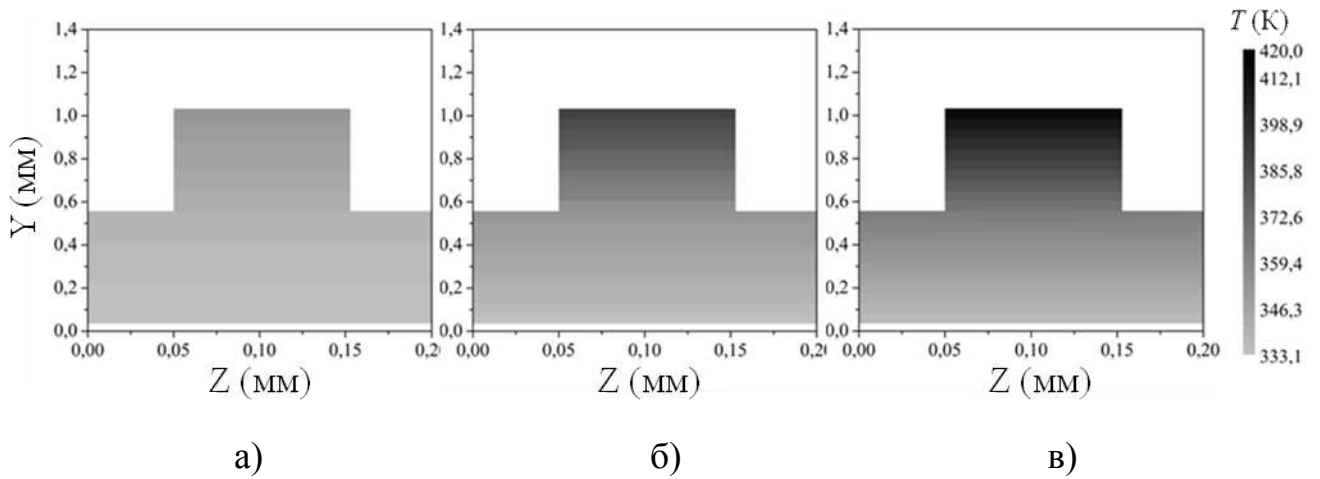


Рисунок 2.7 – Розподіл температури для одного періоду СС 2-мм діапазону хвиль:

а) – 1,081 кВт/см², б) – 3,063 кВт/см², в) – 4,505 кВт/см² [9]

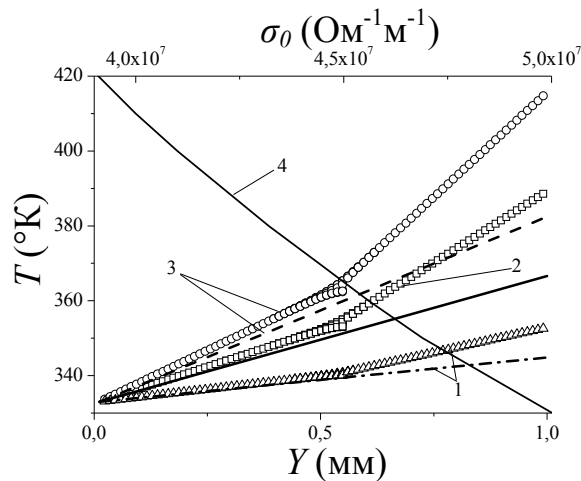


Рисунок 2.8 – Градієнт температури по висоті гребінки: 1 – 1,08 кВт/см², 2 – 3,06 кВт/см², 3 – 4,51 кВт/см²; 4 – провідність міді, як функція температури [9]

Взаємодію електронного потоку з ВЧ полем будемо розглядати при спільному вирішенні рівняння збудження коливань в ЛЗХ з похилим електронним потоком (клінотрон) і тривимірних рівнянь руху електронного потоку, сфокусованого однорідним магнітним полем кінцевої величини. Рівняння вирішуються методом кінцевих різниць з використанням М великих часток аналогічно [43], при цьому не проводиться облік відбиттів від кінців СС. Крім того, проведемо порівняння з результатами моделювання дисперсійного рівняння ЛЗХ [49, 93]:

$$(\delta^2 + q)[i\delta - id - b] = -(1 + Cb)^2 \quad (2.11)$$

де δ – нормована постійна поширення, q – параметр просторового заряду, C – параметр посилення, введений Пірсом, d – параметр втрат, b – параметр

несинхронності. В одномірному випадку при аналізі ефективності електронно-хвильової взаємодії використовуємо підхід до визначення електронного ККД і вихідної потужності, викладений в [94]. На рис. 2.9 наведені результати

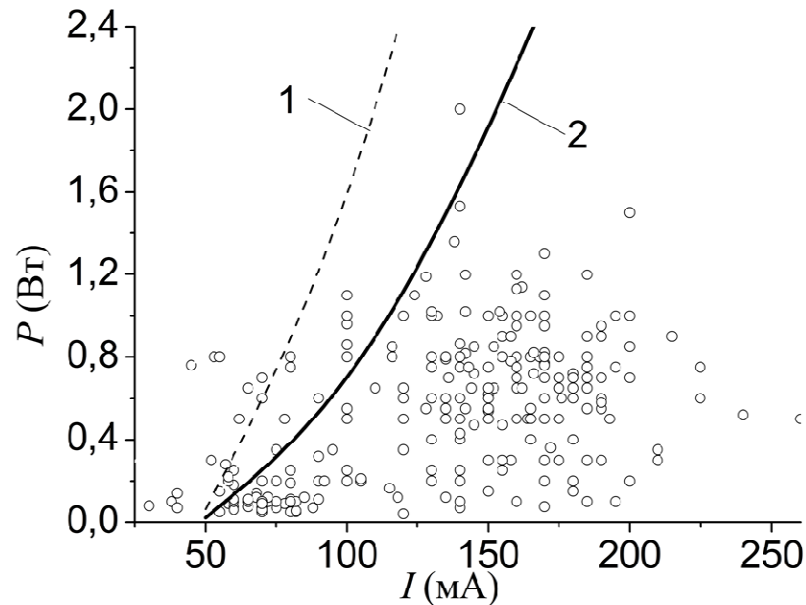


Рисунок 2.9 – Залежність вихідної потужності P кліноотрона від струму I пучка при $f_0 = 136,41$ ГГц, стандартне відхилення $S = 0,45\%$ (\circ - експеримент; 1 – з втратами через шорсткість, 2 – з втратами через шорсткість та теплове навантаження) [9]

моделювання вихідної потужності кліноотрона 2-мм діапазону хвиль в залежності від струму пучка при фіксованій частоті генерації. Розрахунки виконані, як з урахуванням зміни провідності СС при збільшенні струму (крива 2), так і при фіксованому значенні втрат (криві 1). Результати моделювання порівнюються з експериментальними даними, отриманими для кількох десятків генераторів, що мають ідентичні СС. В даному випадку середній період гребінки становить $p = 0,196$ мм, висота ламелі $h = 0,453$ мм, а довжина СС $L_c = 15,22$ мм. Стандартне відхилення S перерахованих параметрів для даного набору генераторів не перевищує 2,8%. Аналогічний випадок розглядається для генераторів 0,95-мм діапазону (рис. 2.10), при цьому середній період гребінки становить $p = 0,118$ мм, висота ламелі $h = 0,168$ мм, довжина СС $L_c = 17,02$ мм, а стандартне відхилення $S = 8\%$.

Різниця рівня потужності на частоті 136 ГГц перевершує аналогічне значення для частоти 300 ГГц. Таким чином, спостерігається ефект зменшення локалізації високочастотного поля поблизу поверхні гребінки.

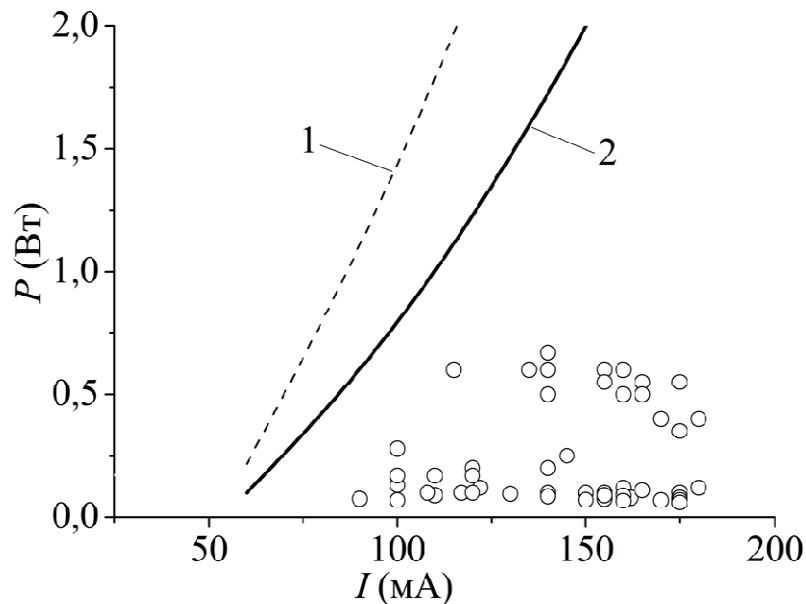


Рисунок 2.10 – Залежність вихідної потужності P клінодрона від струму I пучка при $f_0 = 301,52$ ГГц, стандартне відхилення $S = 0,91$ % (\circ - експеримент; 1 – з втратами через шорсткість, 2 – з втратами через шорсткість та теплове навантаження) [9]

Зниження провідності і, отже, зростання втрат зі збільшенням струму пучка призводить до істотного зниження розрахункової вихідної потужності. У той же час досягається відповідність таких результатів з експериментом при малій величині просторового заряду. При подальшому збільшенні просторового заряду відмінність між значеннями потужності зростає, що може пояснюватися впливом ряду ефектів. Так, в двомірній моделі проводиться облік тільки поперечної компоненти поля просторового заряду, що допускається при значній ширини пучка по відношенню до його товщині [95]. Крім того, при транспортуванні електронного потоку в магнітному полі мають місце діакотронні коливання [96], вплив яких на ефективність електронно-хвильової взаємодії [97] зростає при зменшенні локалізації високочастотного поля.

З укороченням довжини хвилі елементи СС стають надзвичайно малими. В результаті при фінальній хімічній обробці її поверхонь важче в повній мірі видалити продукти ерозії електродів, що утворюються при протіканні іскрового розряду.

Таким чином, відбувається ще більше зниження провідності поверхневого шару матеріалу CC , облік якого в повній мірі поки зробити неможливо. Це також може пояснювати дещо завищені розрахункові значення потужності коливань в порівнянні з експериментом. Крім того, має місце вплив розкиду швидкостей електронів, неоднорідності електронного потоку і магнітного поля, що фокусує, а також взаємодії мод ВЧ-поля, облік яких на даному етапі не проводився.

Графіки залежності наведеного електронного ККД кліноотронів від струму пучка зображені на рис. 2.11. Як випливає з графіків, дані залежності відповідають значенням η_0/C , які досягаються реальними приладами.

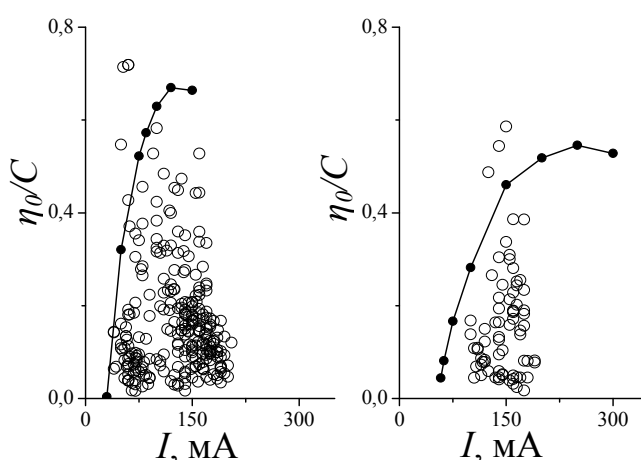


Рисунок 2.11 – Залежність наведеного ККД кліноотронів 2-мм (а) і 0,95-мм (б) діапазонів від струму I_0 в пучку (● – моделювання, ○ – експеримент) [9]

Експериментальні точки, що знаходяться вище кривих, можуть пояснюватися, як резонансними властивостями електродинамічної системи, облік яких в даній моделі проведений не був, так і використанням розрахункових значень опору зв'язку при визначенні параметра C аналогічно [5].

Також розподіл температури в електродинамічній системі для ТГц кліноотрона оцінювався за допомогою моделювання тривимірної системи, показаної на рисунку 2.12. Тут представлений один період гребінки з круглим каналом охолодження. Поки у нас є проблема з потоком рідини, необхідно застосовувати підхід в тимчасовій області. Однак обчислення тимчасової області термодинамічної задачі з потоком рідини є досить складним завданням, що вимагає розрахунку коефіцієнтів теплопередачі між рідиною і твердими речовинами кожен крок часу.

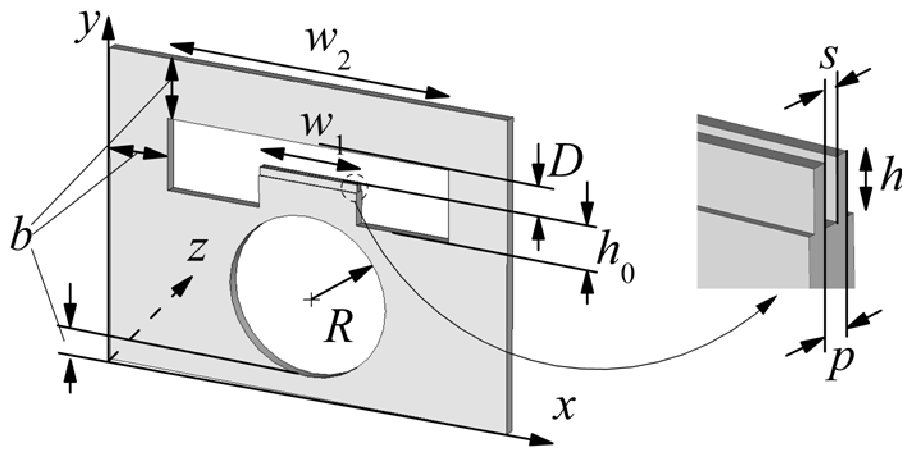


Рисунок 2.12 – Схеми періоду структури гребінки, що показують розміри та положення каналу примусового рідинного охолодження [10]

Як правило, ці коефіцієнти залежать від характеру потоку і зміни температури в кожен крок часу. Тому ми розглянули термостатичну проблему, яка полягає в тому, що температура охолоджуючої рідини визначається як постійна на осі осьової симетрії каналу охолодження. Це може бути в випадку, коли потік ламінарний і швидкість потоку досить висока, тому температура центрального шару залишається постійною по всій довжині системи. Отже, розглядалося звичайне тривимірне стаціонарне рівняння теплопровідності [98]. На зовнішніх стінах були застосовані ізотермічні граничні умови $T_c = \text{const}$. Температура T_c відповідає робочій температурі корпусу клінотрона і повинна бути менше 40°C . Оскільки теплове навантаження має рівномірний розподіл уздовж гребінки, враховується один період. Таким чином, адіабатичні умови були визначені в площині z . Граничні умови для безперервного теплового потоку також встановлювалися на кордонах каналу охолодження. Функція точкових джерел тепла $Q(x, y, z)$ (1.14) визначена на верхній поверхні ламелі і задається формулою:

$$Q(x, y, z) = IU / [N\omega_1(p - s)\Delta y] \quad (2.12)$$

де I – струм пучка, U – потенціал катода, N – кількість періодів, з яких складається решітка, а Δy – розмір сітки в напрямку y . Спрощуючи модель, теплопровідність міді та води вважалася незалежною від температури.

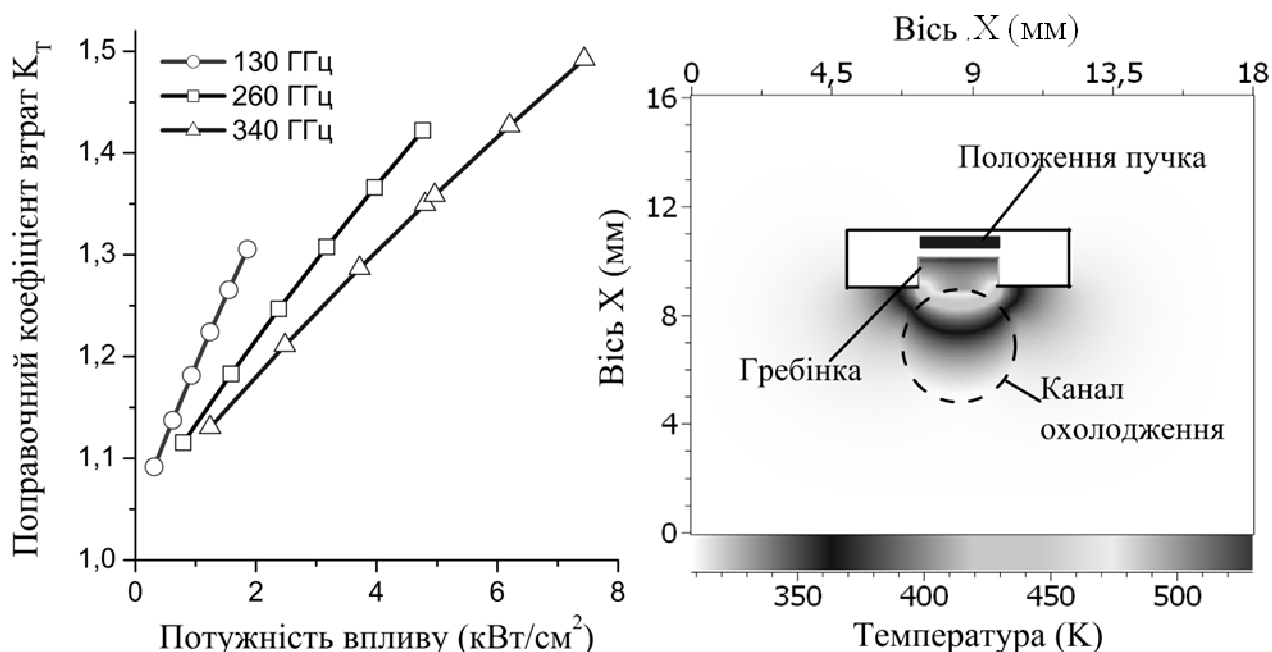


Рисунок 2.13 – Поправочний коефіцієнт втрат, розрахований для щільності потужності впливу, які спостерігаються в клінотронах на 0,1-0,3 ТГц (ліворуч).

Розподіл температури в системі (праворуч) [10]

Моделювання теплового нагріву в разі 0,13, 0,26 і 0,34 ТГц гребінок і подальше обчислення втрат дозволяють визначити коефіцієнт корекції втрат K_T через тепловий нагрів для клінотронів. Ці чинники показані на рисунку 2.13, як функція щільності потужності впливу електронного пучка. Тут також представлено розподіл температури в гребінці на 0,34 ТГц. Показана щільність потужності впливу відповідає робочим значенням реальних клінотронів.

Величина нормувальних втрат відповідає провідності міді $5,8 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \text{ м}^{-1}$. Система має розміри: $b = 5 \text{ мм}$, $w_1 = 2,5 \text{ мм}$, $w_2 = 7,2 \text{ мм}$, $D = 0,8 \text{ мм}$, $h_0 = 1 \text{ мм}$, $h = 0,14 \text{ мм}$, $R = 2 \text{ мм}$, $s = 0,05 \text{ мм}$, $p = 0,1 \text{ мм}$, а питома потужність впливу 3 кВт/см^2 і температура рідини $310 \text{ }^\circ\text{К}$.

2.3 Статистичний аналіз клінотронів 2-мм діапазону довжин хвиль

З лінійної теорії ЛЗХ відомо, що частотна характеристика і пускові умови визначаються в припущенні нескінченності коефіцієнта посилення з рішення характеристичного рівняння, яке залежить від параметрів посилення по Пірсу S ,

просторового заряду QC і CN . Значення цих параметрів визначаються наступними виразами [5, 99]:

$$C = \left(\frac{I_0 R_c}{4U_0} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad QC = \left(\frac{\omega p}{2C\omega} \right)^2, \quad CN = \frac{CL\varphi}{2\pi p} \quad (3.1)$$

де I_0 - струм електронного пучка; U_0 - напруга, що прискорює; R_c - опір зв'язку електронного потоку з високочастотним полем; ω_p - плазмова частота; ω - частота генерації; L і p - довжина і період СС відповідно; φ - зсув фази коливань на період системи.

Вирази (3.1) використовуються в ряді робіт для аналізу робочих характеристик клінотронів [6]. У даній роботі при проведенні аналізу значення CN і QC визначалися для кожної зони генерації клінотронів з урахуванням відомих геометричних параметрів їх СС і робочих режимів. Також для кожної робочої зони проводився розрахунок опору зв'язку з використанням методики, викладеної в [5]. Наведені нижче результати отримані при дослідженні приблизно 350 приладів 2-мм діапазону. Для даних генераторів період СС p знаходиться в межах 0,19-0,23 мм, а глибина нарізки $h = 0,425-0,565$ мм. Напруга, що прискорює U_0 і величина струму пучка I_0 відповідали стандартним для клінотронів величинам 1,8-4.2 кВ та 30-205 мА відповідно.

Значення оптимального зсуву фази коливань на період системи визначалося за величиною ККД генераторів. На рис. 2.14 точками з вертикальними відрізками вказані середні значення і стандартні відхилення ККД генераторів 2-мм діапазону в залежності від робочого фазового зсуву.

Характеристика побудована за результатами аналізу приладів з періодом СС $p = 0,2$ мм. Для даного набору ламп максимальний рівень вихідної потужності становить 2,25 Вт. Такі значення НВЧ-потужності досягаються при робочому струмі електронного пучка більше 150 мА. Електронний ККД генераторів 2-мм діапазону, з урахуванням впливу характеристик виведення енергії, варіюється в межах 0,05-0,7%. Як показано на рис. 2.14, максимум ККД досягається поблизу зсуву фази 5,07 радіан. Подібні залежності, з вираженим максимумом зсуву фази φ , характерні

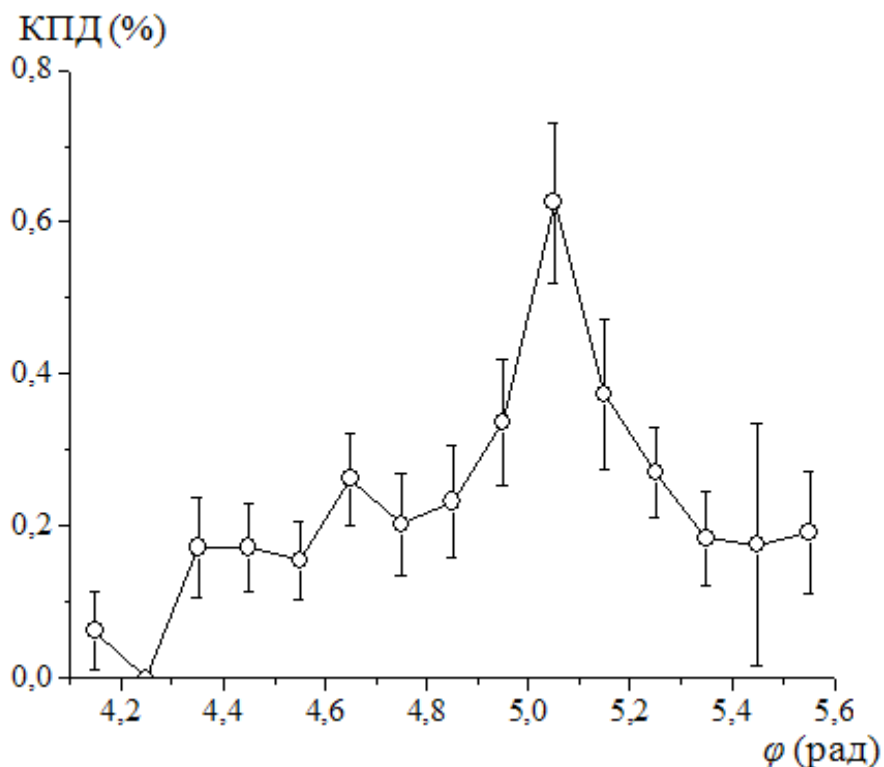


Рисунок 2.14 – ККД клінотронів 2-мм діапазону довжин хвиль в діапазоні робочих зсувів фаз φ [8]

для клінотронів у всіх частотних діапазонах. У процесі проведеного аналізу було встановлено, що для діапазону частот 110-140 ГГц оптимальні кути фазового зсуву варіюються від 5,05 до 5,1 радіан, що не суперечить результатам, викладеним в [6]. Збудження коливань в клінотронах 2-мм діапазону хвиль поблизу оптимального зсуву фази відбувається при значеннях просторового заряду $QC < 2$. З ростом QC можливе розширення смуги генерації коливань за рахунок компенсації малої величини опору зв'язку з пучком в області низькочастотного відсічення. Як показано на рис. 2.15, значення QC при цьому можуть досягати значних величин.

Точками на рис. 2.15 відзначені значення величини просторового заряду для різних робочих частот генераторів. В процесі апроксимацій наведених експериментальних даних використовувалася функція виду $y = ae^{-x/b} + y_0$, при цьому коефіцієнт детермінації R^2 склав 0,902, що відповідає високій точності підбору закону розподілу [100]. В результаті залежність величини просторового заряду, необхідного для генерації коливань в системі з наведеними вище параметрами, володіє такими коефіцієнтами: $a = 1,26 \cdot 10^6$, $b = 9,694$, $y_0 = 0,0155$.

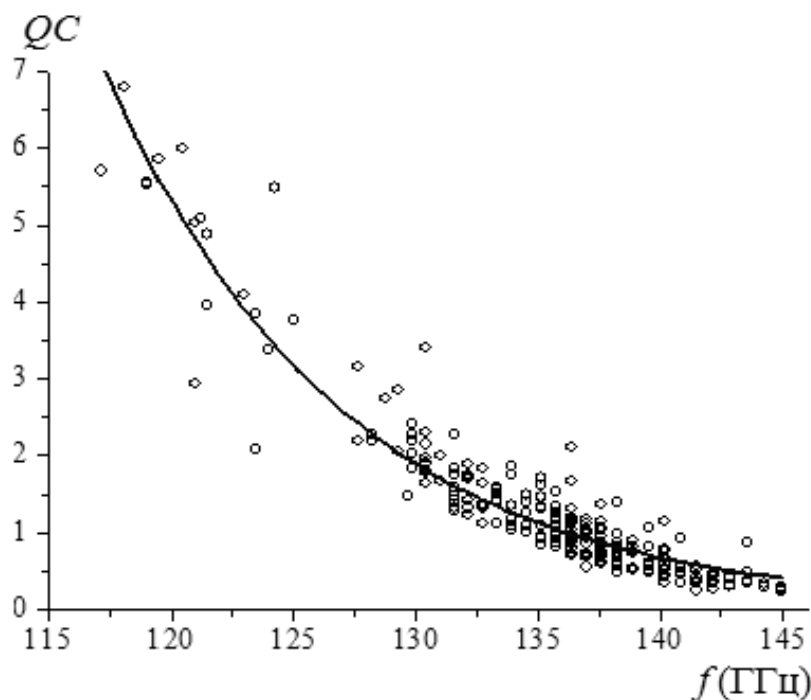


Рисунок 2.15 – Просторовий заряд QC для різних зон генерації клінотронів 2-мм діапазону довжин хвиль. Апроксимуюча функція показана суцільною кривою [8]

На рис. 2.16 представлені апроксимуючі функції виду $y = ax^b$ для значень параметра CN в залежності від просторового заряду QC для кількох значень періоду CS .

Значення коефіцієнтів детермінації R^2 для наведених апроксимуючих функцій лежать в діапазоні 0,763-0,969. Як показано на даному графіку, при малому значенні просторового заряду $QC < 1$ значення параметра CN для систем з різним кроком нарізки слабо відрізняються між собою. З ростом значення QC спостерігається розбіжність кривих, що може пояснюватися неточністю апроксимації в зв'язку з малим числом експериментальних даних в даній області. У загальному випадку криві 1–4 для $QC < 1$ з хорошою точністю можна описати таким законом:

$$CN = \frac{1}{2}(QC)^{-\frac{1}{3}} \quad (3.2)$$

Рівняння (3.2) відповідає відомій з теорії ЛЗХ і клінотронів зворотній залежності величини стартового струму від довжини простору взаємодії [6].

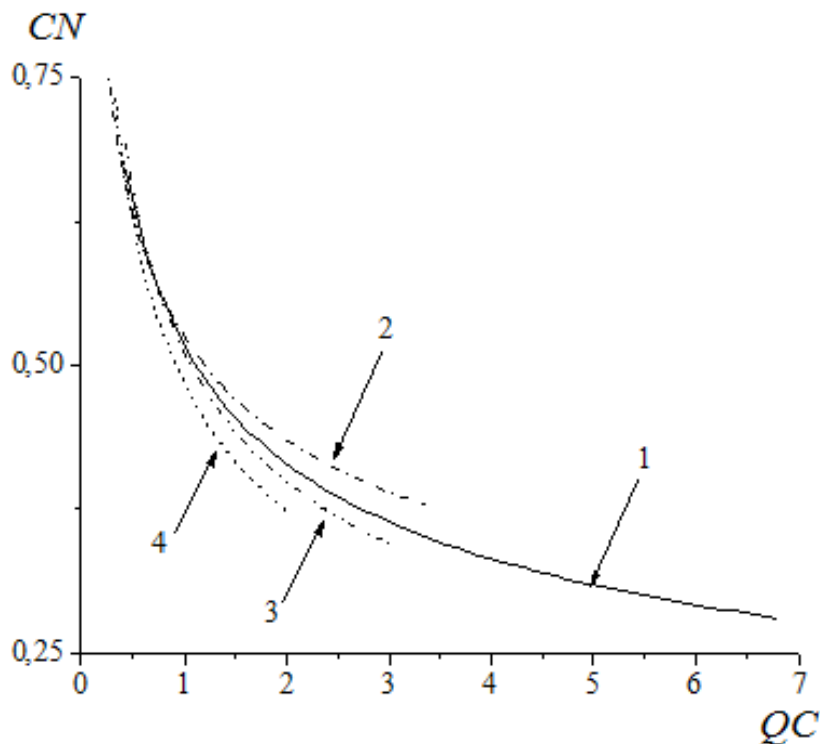


Рисунок 2.16 – Графік залежності параметра CN від величини просторового заряду QC для клінотронів 2-мм діапазону довжин хвиль з різними періодами системи (крива 1 – 0,19 мм; крива 2 – 0,2 мм; крива 3 – 0,22 мм; крива 4 – 0,23 мм) [8]

2.4 Розробка СС і моделювання взаємодії пучка з хвилями

Наведені вище значення оптимального зсуву фази коливань, а також залежність $CN(QC)$ використовуються для визначень параметрів електронного потоку і електродинамічної системи генератора, що розраховується для роботи з центральною частотою 130 ГГц. Для випадку малого просторового заряду і при паралельному електронному потоці вихідна потужність ЛЗХ генератора прямо пропорційна напрузі, що прискорює, різниці робочого і пускового струмів пучка, а також обернено пропорційна електричній довжині СС. Тому для забезпечення високого рівня вихідної потужності необхідно підвищувати напругу, що прискорює і відношення робочого струму до стартового. При розгляді клінотронів, оптимізації останнього з перерахованих параметрів сприяє також зниження величин стартового струму за рахунок резонансного збудження електродинамічної системи генератора [101].

Зазвичай в клінофонах використовуються електронні гармати, що працюють в діапазоні напруг до 5-6 кВ. Однак в генераторі 2-мм діапазону хвиль, який розробляється, робоча напруга встановлювалася в межах 2,5-3,5 кВ. Такий вибір був обумовлений необхідністю забезпечення «щадного» режиму роботи катода і продовження терміну його служби. Робота катода передбачається в режимі температурного обмеження емісії, а робочі величини струму електронного пучка повинні скласти близько 150 мА. При обраних характеристиках електронного потоку величини параметра просторового заряду QC і CN близькі до 1,0 і 0,5 відповідно. Згідно з реальними значеннями ККД для розглянутого діапазону частот, вихідна потужність генератора може досягати величин $\sim 1,5$ Вт.

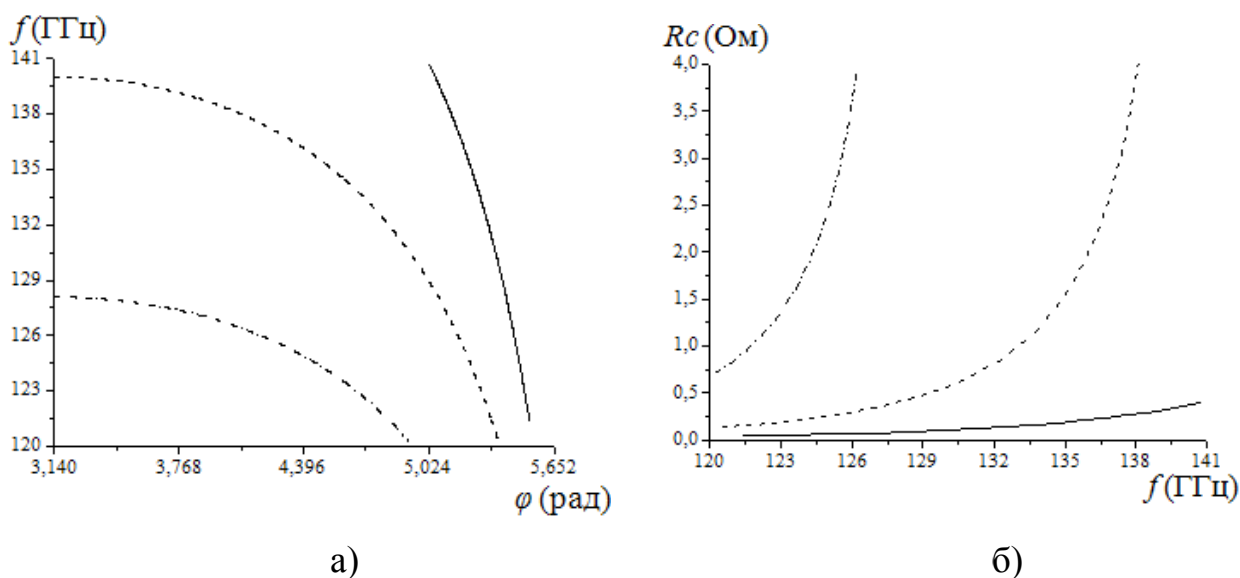


Рисунок 2.17 – Дисперсія плоскої гребінки (а) і значення опору зв'язку (б) для систем з різною глибиною нарізки (— $h=0,43$ мм, - - - $h=0,48$ мм, - · - · - $h=0,53$ мм) [8]

З огляду на відоме значення довжини СС 14-15 мм і користуючись лінійним рівнянням (3.1), визначаємо оптимальний період гребінки, який відповідно з нашими розрахунками дорівнює 0,21 мм. Визначення точного значення довжини СС відбувається при оптимізації геометрії електродинамічної системи генератора з використанням тривимірних електродинамічних кодів аналогічно процесу, викладеному в [102]. Виконуючи розрахунок дисперсії і опору зв'язку в робочому діапазоні частот, визначаємо необхідну глибину нарізки системи. На рис. 2.17 наведені дисперсійні характеристики та відповідні значення опору зв'язку при

різних значеннях глибини h . Як можна помітити глибині нарізки $h=0,48$ мм відповідає дисперсія з діапазоном перебудови робочої частоти в межах 120-140 ГГц з значним опором зв'язку.

Умови збудження коливань в клінотронів з наведеними вище параметрами досліджені методами чисельного моделювання нелінійних нестационарних рівнянь збудження ламп біжної хвилі [49, 103]. У першому наближенні передбачається, що стрічковий електронний потік транспортується в нескінченно великому магнітному полі, при фіксованому куті нахилу до площини СС. Кут нахилу відповідав потраплянню верхнього граничного електрона пучка на колектор, що відповідає геометричному поясненню клінотронного ефекту [6, 52]. Рівняння збудження вирішувалися методом кінцевих різниць з використанням M великих часток. У моделі врахування втрат і відбиттів від кінців СС [53] не проводився.

В діапазоні робочих частот 124-134 ГГц стартовий струм склав 50 мА на частоті 134,62 ГГц і близько 70 мА – на частоті 130 ГГц. Підвищення струму пучка до 200 мА на частотах до 131 ГГц характеризується одночастотною генерацією. Понад 131 ГГц при струмі пучка 150-190 мА спостерігається періодична модуляція вихідного сигналу. В даному випадку модуляція є результатом перегрупування електронного потоку. При струмі пучка 150 мА на частоті 134,62 ГГц спостерігається максимум потужності, а при великих значеннях струму – режим автомодуляції. У реальних генераторах автомодуляція також є наслідком конкуренції коливань між сусідніми модами і впливу поперечних компонент високочастотного електричного поля [43, 104].

В роботі [105] з метою зниження впливу омичних втрат на роботу генератора було запропоновано використання багатоступеневих СС. Як було показано на прикладі клінотрона з триступеневою плоскою гребінкою [106], в режимі збудження поверхневих коливань 3-мм діапазону довжин хвиль можливо забезпечити рівень вихідної потужності більше 2 Вт. Таким чином, значний інтерес представляє порівняння реальних робочих характеристик ідентичних генераторів з однорідною і багатоступеневою гребінками (рис. 2.18).

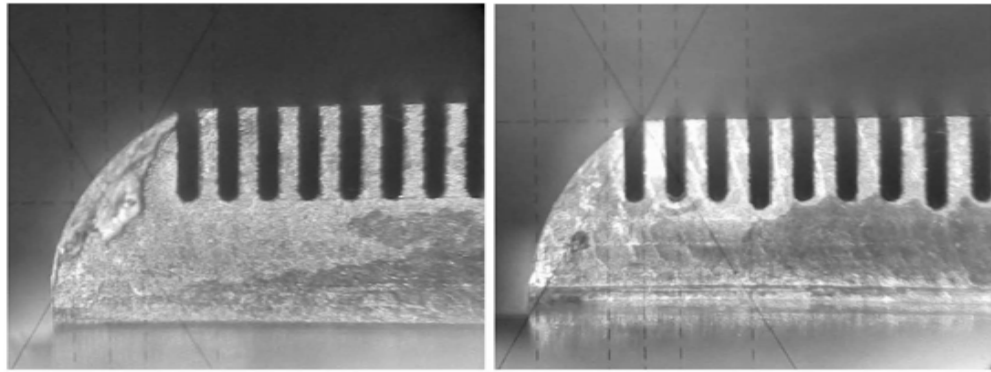


Рисунок 2.18 – Вид збоку двох гребінок на частоту 130 ГГц після електроерозійної обробки: однорідна гребінка – ліворуч, 4-ступінчаста гребінка – праворуч [13]

У клінотронах зі збільшенням робочої частоти фазовий зсув відповідний максимуму вихідної потужності, прагне до 2π . Тому застосування багатоступеневих гребінок певного типу в різних діапазонах частот з ефективною електронно-хвильовою взаємодією неможливо. Використовуючи метод, описаний в [103], оцінено вплив параметрів L/p і h_n/h_0 на робочі характеристики багатоступеневих гребінок. Передбачається, що досліджувані гребінки мають однаковий період p і висоту малого резонатора h_0 . Дисперсія другої смуги пропускання -1 просторової гармоніки і відповідні потужності взаємодії показана на рис. 3.6-3.8 для хвилевідних систем з 3-, 4- і 5-ступінчастою гребінками.

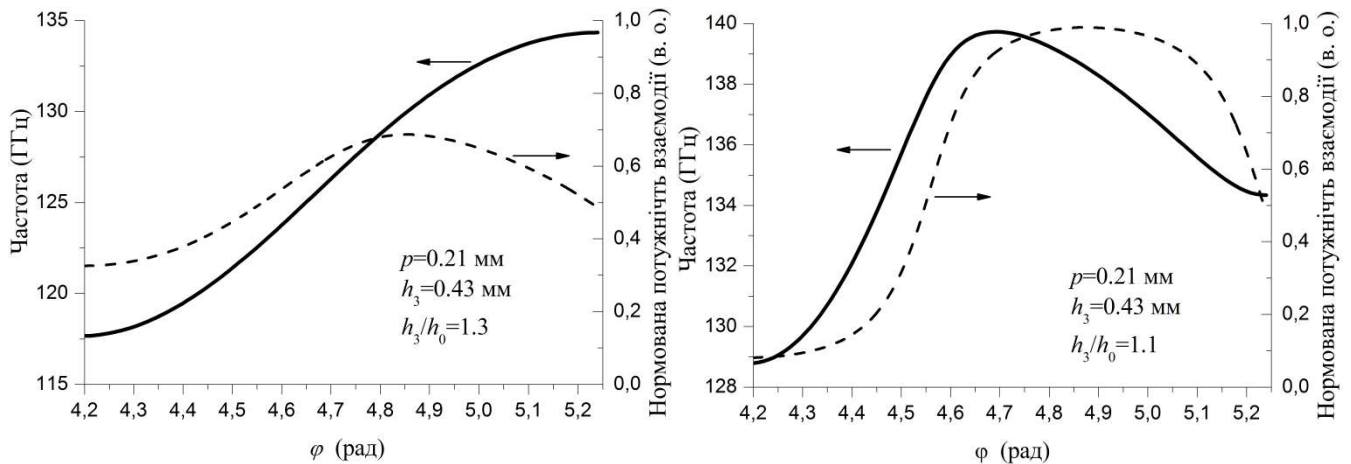


Рисунок 2.19 – Дисперсія (суцільна) і потужність взаємодії (пунктирна) хвилеводу з 3-ступінчастою гребінкою для різного параметра h_3/h_0 [13]

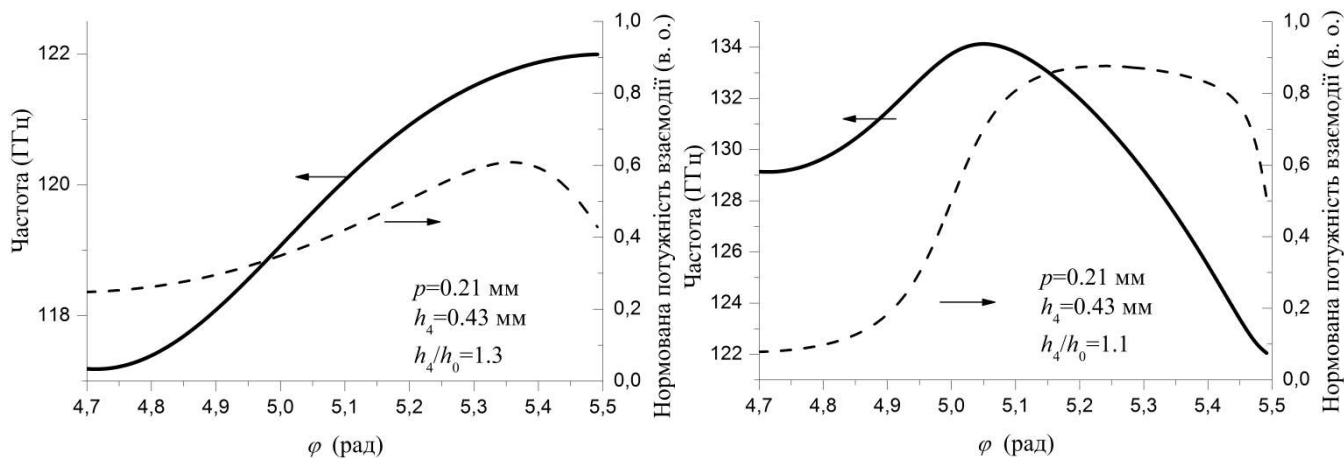


Рисунок 2.20 – Дисперсія (суцільна) і потужність взаємодії (пунктирна) хвилеводу з 4-ступінчастою гребінкою для різних параметрів h_4/h_0 [13]

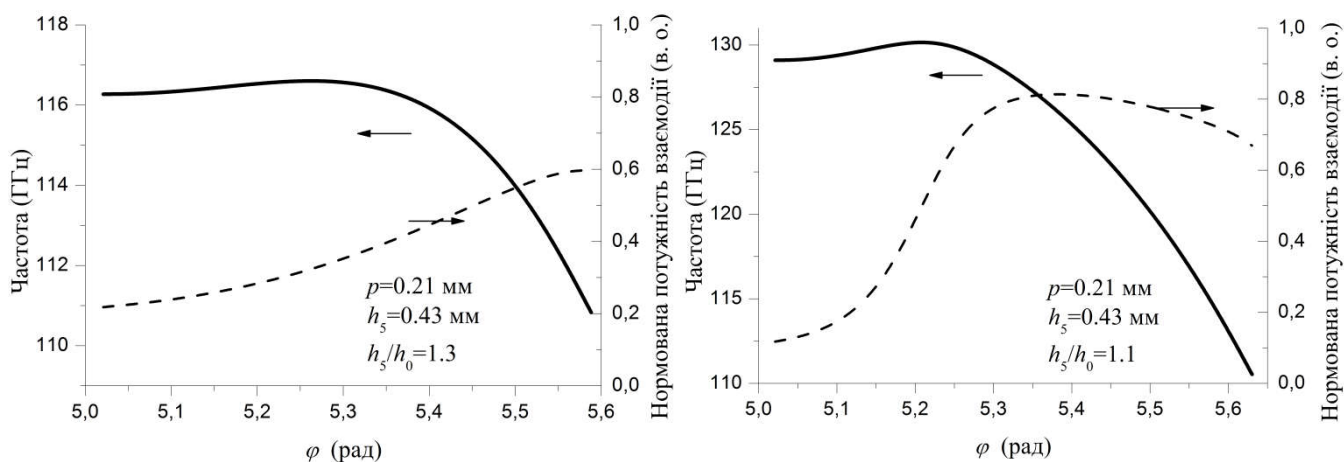


Рисунок 2.21 – Дисперсія (суцільна) і потужність взаємодії (пунктирна) хвилеводу з 5-ступінчастою гребінкою для різних параметрів h_5/h_0 [13]

Число ступенів системи визначається виходячи з значення оптимального зсуву фази для відповідного частотного діапазону [107, 108]. Беручи до уваги значення $\varphi_{\text{опт}}$ для 2-мм діапазону хвиль, використання трьохступеневої систем на даних частотах є недоцільним на відміну від роботи [106]. Область між типової взаємодії коливань відповідає неоптимальним фазам φ (рис. 2.22). В результаті була обрана чотирьохступенева плоска гребінка з робочою першою складовою другої смуги пропускання, що впливає з раніше проведеного аналізу (рис. 2.19-2.21).

Малий період системи (0,21 мм) і глибина нарізки малих резонаторів відповідають розглянутій вище однорідній гребінці. При цьому співвідношення глибин великого і малого резонаторів $h_4/h_1 = 1,1$ забезпечує більш ефективний відбір енергії від електронного пучка, ніж при $h_4/h_1 = 1,3$ [109].

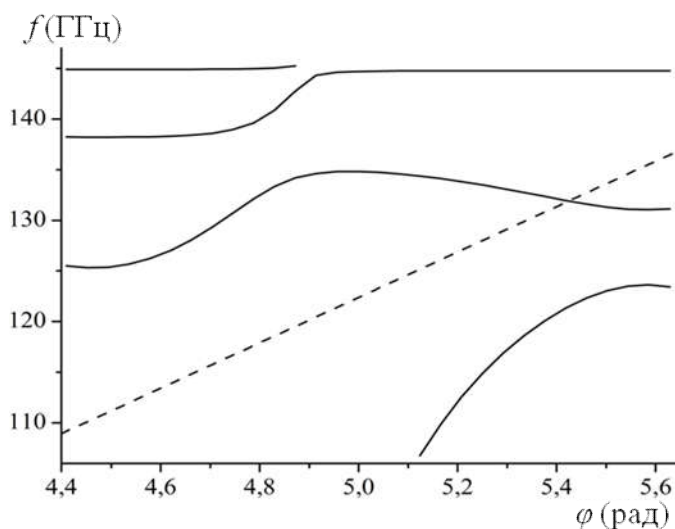


Рисунок 2.22 – Дисперсійна характеристика 3-ступеневої плоскої гребінки для малого періоду (криві $-\circ-\circ-$); лінія пучка при $U_0 = 3$ кВ (---) [8]

Для коливань в 2 полосі пропускання було здійснено моделювання розподілу поля коливань за допомогою програмного пакету POISSON SUPERFISH (рис. 2.23).

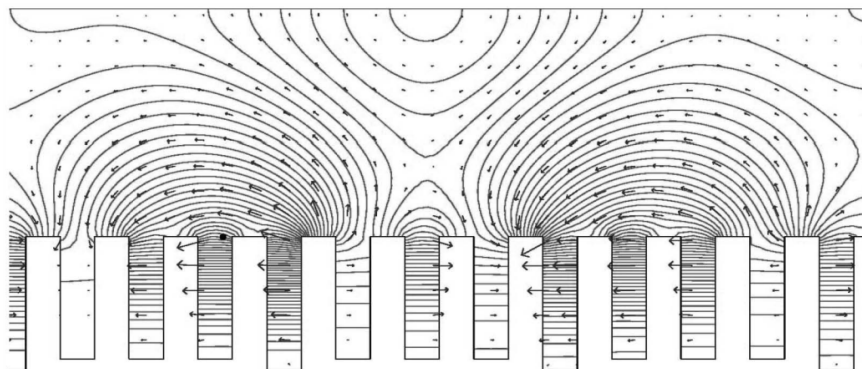


Рисунок 2.23 – Візуалізація електричного поля ($D = 0,8$ мм) об'ємно поверхневої хвилі при 130 ГГц [13]

Дисперсійна характеристика і значення потужності взаємодії P_i електронного потоку з полем хвилеводу, навантаженого такою СС, наведені на рис. 2.24.

Значення P_i визначені для випадку існування діелектричних втрат в канавках гребінки з тангенсом кута втрат $5 \cdot 10^{-4}$. Лінія пучка, яка зображена на рис. 2.24 а, перетинає дисперсійні криві в третій і четвертій смугах пропускання поблизу 146 ГГц, що може призводити до режимам конкуренції коливань. Однак зміна висоти положення екрану над СС дозволяє відбудуватися від таких режимів.

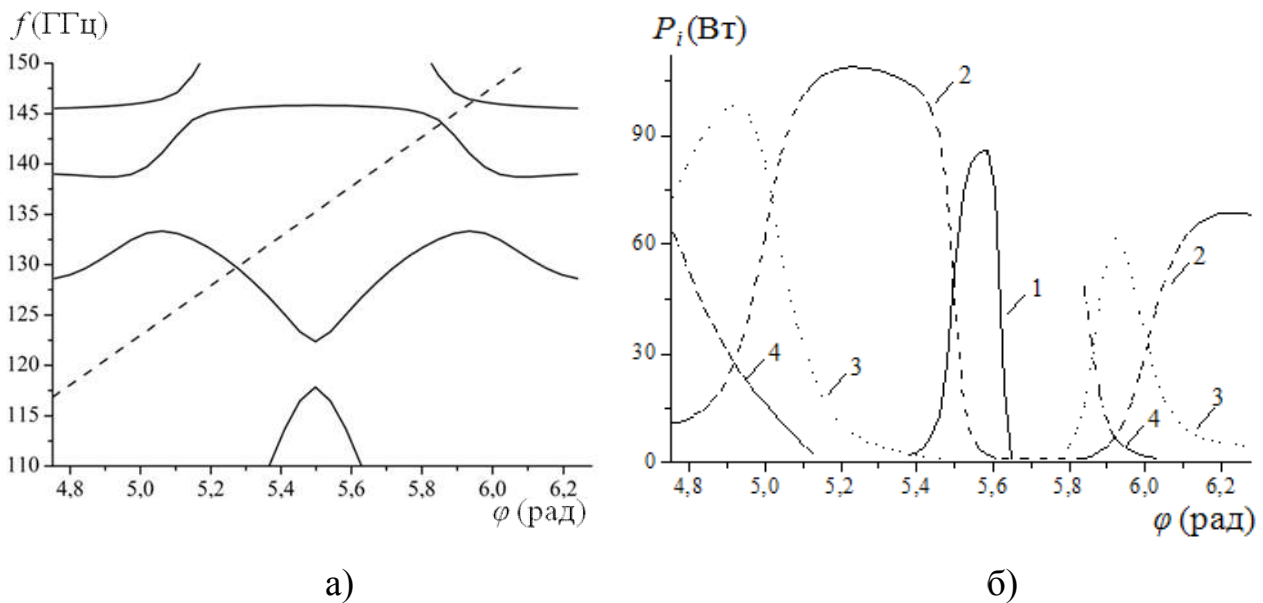


Рисунок 2.24 – Дисперсійна характеристика (а) 4-ступеневої плоскою гребінки і значення потужності взаємодії (б) для перших 4 смуг пропускання (1 – перша, 2 – друга, 3 – третя, 4 – четверта смуги); лінія пучка при $U_0 = 3$ кВ (- - -) [8]

2.5. Порівняння експериментальних результатів для кліноотронів на 130 ГГц з однорідною та чотирьохступеневою плоскими гребінками

Вивчення параметрів роботи прототипів кліноотрона складається з двох основних частин. Перш за все, це попередні дослідження в лабораторному соленоїді, а друге – остаточне вимірювання в компактних постійних магнітних системах. Лабораторний соленоїд водяного охолодження забезпечує індукцію 1,31 Тл в центрі зазору 35 мм при максимальному струмі 16 А. Таким чином, на початку досить легко може бути реалізована експериментальне регулювання кліноотрона в магнітному полі і може бути знайдена оптимальна величина поля, яке фокусує.

Для вимірювання частоти електромагнітного випромінювання використовувалися прямі методи вимірювання довжини хвилі, як камерний хвилемір, так і інтерферометр Майкельсона. Конструкція камерного хвилеміра заснована на циліндричному резонаторі з стінкою, положення якої регулюється. Загальна схема установки представлена на рисунку 2.25. Камерний хвилемір працює на моді H_{111} і забезпечує точність вимірювання частоти краще, ніж 10^{-3} . Однак його

можна застосовувати в обмеженому діапазоні частот, де високі моди резонатора не збуджуються. Хвилемір, заснований на інтерферометрі Майкельсона, на відміну від камерного, дозволяє проводити вимірювання в широкому частотному діапазоні. Однак, через низьку добротність $Q=100$, точність становить всього 10^{-2} . Точність може бути трохи поліпшена зі збільшенням кількості вимірювань. Обидва хвилеміра використовувалися в установці для кращого визначення частоти. Крім того, слід зазначити, що установка включає в себе квазіоптичні лінії і перетворювачі хвилі в промінь, розроблені в ІРЕ НАНУ [110]. Зв'язок між генератором і вимірювальними установками забезпечується прямокутними рупорами, реалізуючи плавний перехід від $2 \times 1 \text{ мм}^2$ до $8,5 \times 6 \text{ мм}^2$ на довжині 70 мм.

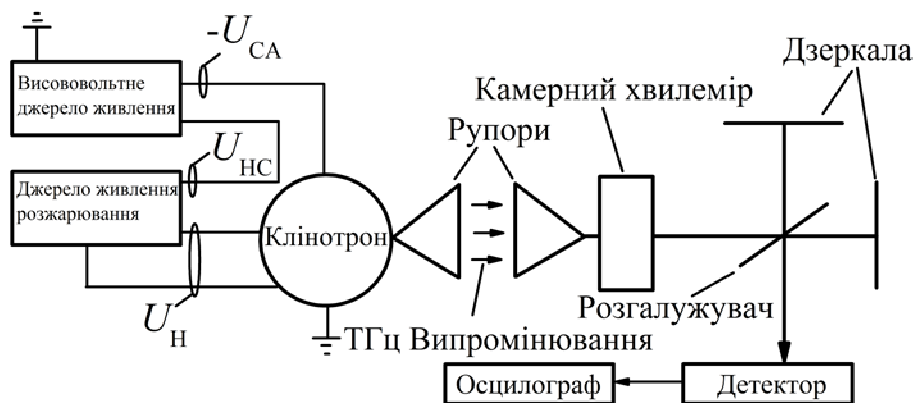


Рисунок 2.25 – Схема установки для вимірювання частоти і кліноотрон з непрямим розжарюванням катода [10]

Для вимірювання потужності електромагнітних коливань використовується калібрований болометр з прямокутним хвилевідним входним портом. Болометр прикріплюється безпосередньо до вихідного хвилевідного фланця WR-08.

Однорідна і чотирьохступенева СС генераторів виготовлені електроіскровим методом. В генераторах застосовується стрічковий пучок, що формується діодною електронною гарматою з імпрегнованим катодом, який дозволяє досягати щільності струму порядку $40-60 \text{ А/см}^2$. Фокусування електронного потоку здійснюється в магнітному полі з індукцією $0,7-0,8 \text{ Тл}$, яке створюється лабораторним електромагнітом в зазорі 35 мм.

Фотографія експериментального зразка кліноотрона 2-мм діапазону приведена на рис. 2.26. На даному етапі досліджень проведено вимірювання частотної

характеристики і вихідної потужності НВЧ-коливачів генератора з однорідною плоскою гребінкою.

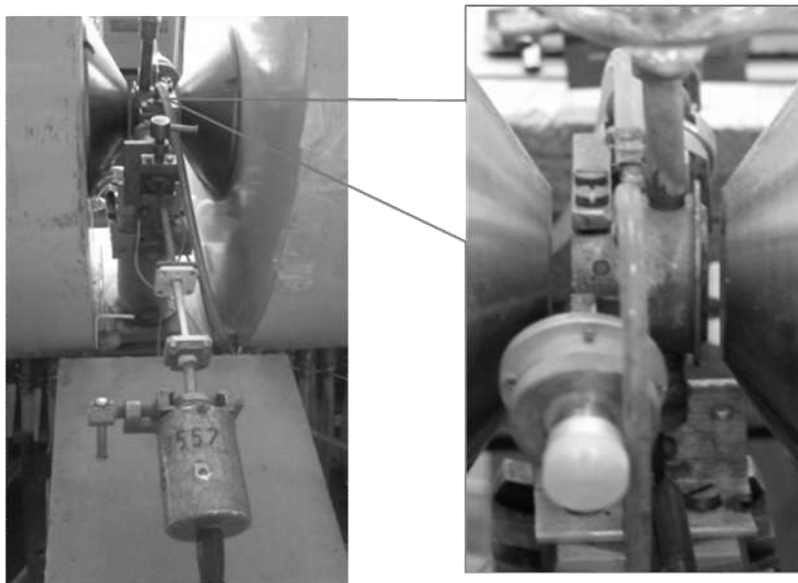


Рисунок 2.26 – Експериментальний кліноотрон 2-мм діапазону з однорідною плоскою гребінкою [16]

Частотні вимірювання проводилися камерним хвилеміром, в імпульсному режимі живлення напруги, що прискорює з тривалістю імпульсів 10 мс і частотою повторення 50 Гц. На екрані осцилографа реєструвалася тимчасова розгортка сигналу з НВЧ-детектора і дільника високовольтної напруги. Це дозволяло з високою точністю встановити значення напруги для кожної зони генерації коливачів. Вимірювання проводилися при декількох пікових значеннях напруги, що прискорює в діапазоні 2,0-4,0 кВ.

На рис. 2.27 приведена експериментальна дисперсійна характеристика кліноотрона з однорідною гребінкою. Маркерами вказана центральна частота в зоні генерації. Вертикальними відрізками позначені межі зони. Пунктирною лінією на графіку наведена розрахункова дисперсія «холодної» гребінки. Очевидно, що експериментальні значення робочих частот добре узгоджуються з результатами розрахунків.

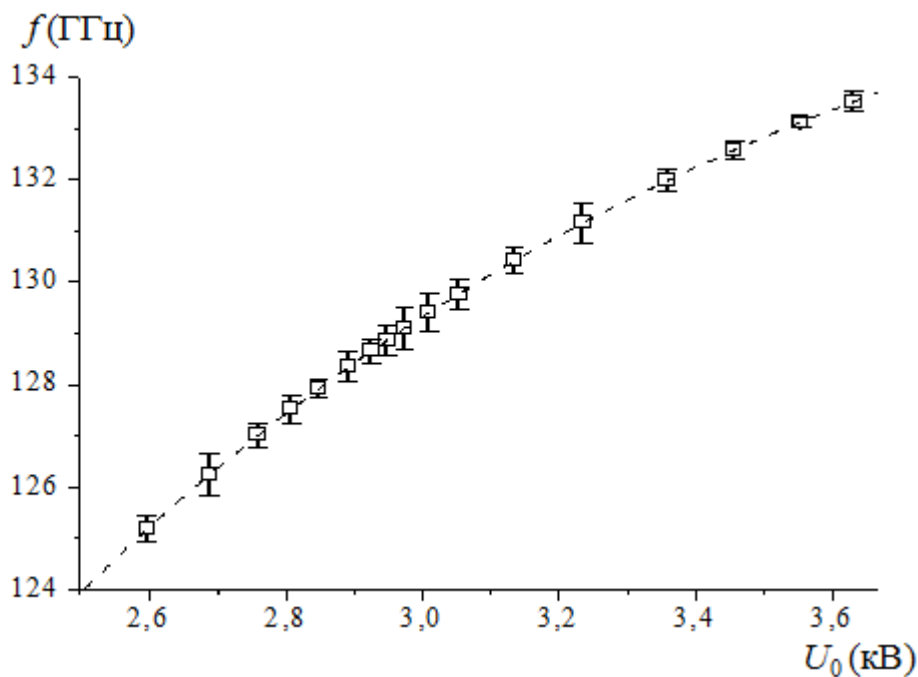


Рисунок 2.27 – Дисперсійна характеристика клінотрона 2-мм діапазону з однорідною плоскою гребінкою [8]

Генерація коливань в клінотроні спостерігається в діапазоні частот 125-135 ГГц. Величина стартових струмів в постійному режимі складає близько 50-80 мА, що узгоджується зі значеннями стартових струмів, визначеними в попередньому розділі в рамках прийнятих припущень. Максимальне значення потужності, що генерується відповідає діапазону частот 130,12-130,7 ГГц. При зниженні величини магнітного поля, що фокусує чітко спостерігається зниження амплітуди сигналу на НВЧ-детекторі і на вимірювачі потужності (рис. 2.28).

Залежність вихідної НВЧ-потужності від частоти генерації приведена на рис. 2.29. У даному випадку напруга, що прискорює змінювалася в межах 2,7-3,7 кВ, а струм електронного пучка становив 95 і 113 мА. Слід зазначити, що в стартовому режимі вихідна потужність генератора на частоті 130 ГГц складає 95 мВт. Таким чином, подальше підвищення стартового струму до 150-180 мА сприятиме зростанню потужності коливань, що генеруються до розрахункових величин.

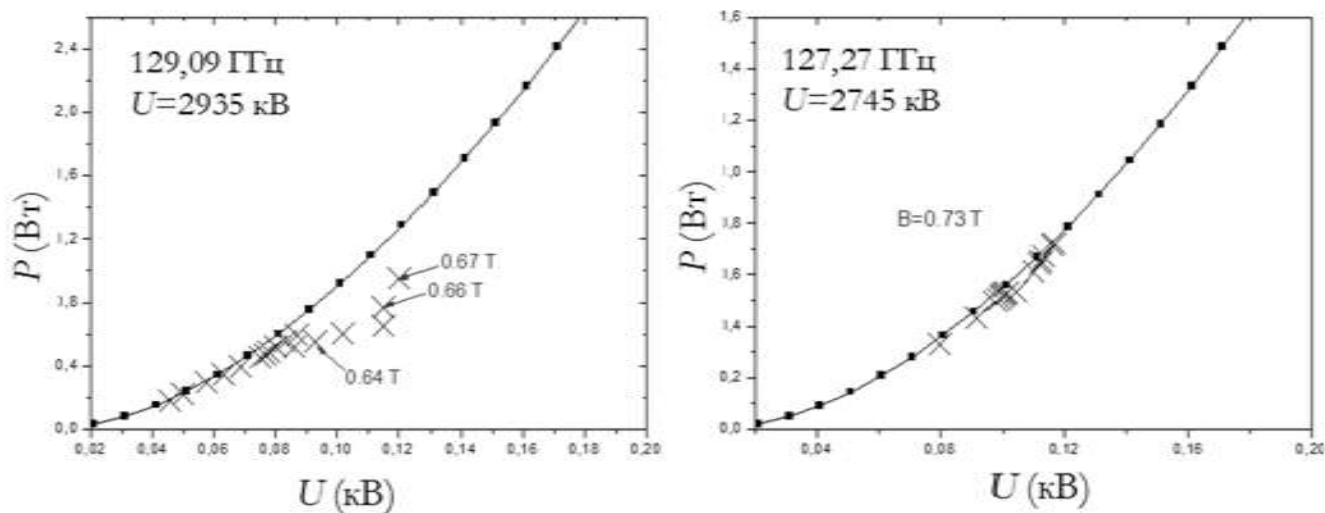


Рисунок 2.28 – Залежність вихідної потужності кліноотрона від магнітного поля [8]

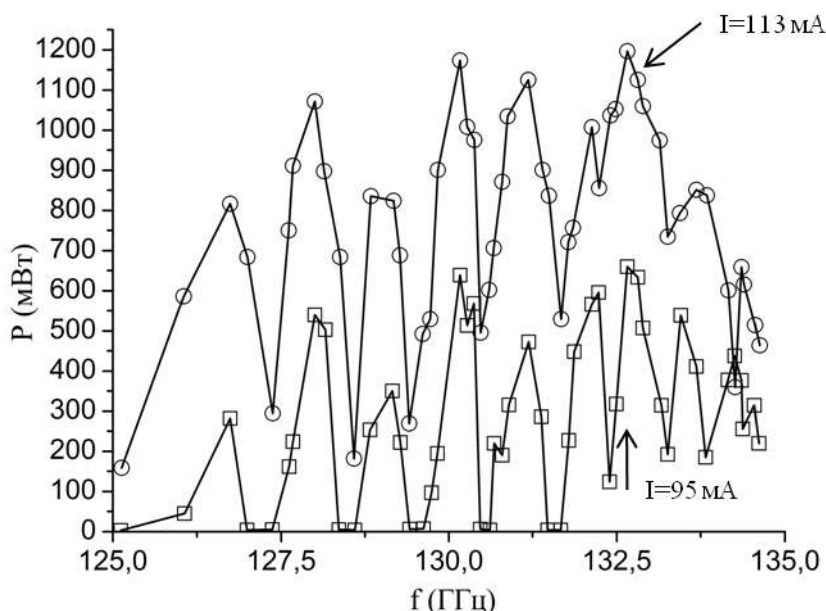


Рисунок 2.29 – Вихідна потужність експериментального кліноотрона при струмі електронного пучка 95 мА (крива - □ -), 113 мА (крива -○-) [8]

Дослідження кліноотрона з неоднорідною гребінкою проводилося для кліноотрона з 4-х ступеневою гребінкою розрахованою раніше. Експеримент проводився для кліноотрона на 130 ГГц, для цього діапазону була створена чотирьохступінчата гребінка, що забезпечує оптимальний зсув фази хвилі на період. Дисперсія і експериментальні точки для кліноотрона на 130 ГГц показані на рисунку 2.30. У цьому випадку верхня стінка була зафіксована на відстані, яка відповідає збудженню гібридної просторово-поверхневої хвилі на частоті близько 130 ГГц. Залежність вихідної потужності від частоти показана на рисунку 2.31.

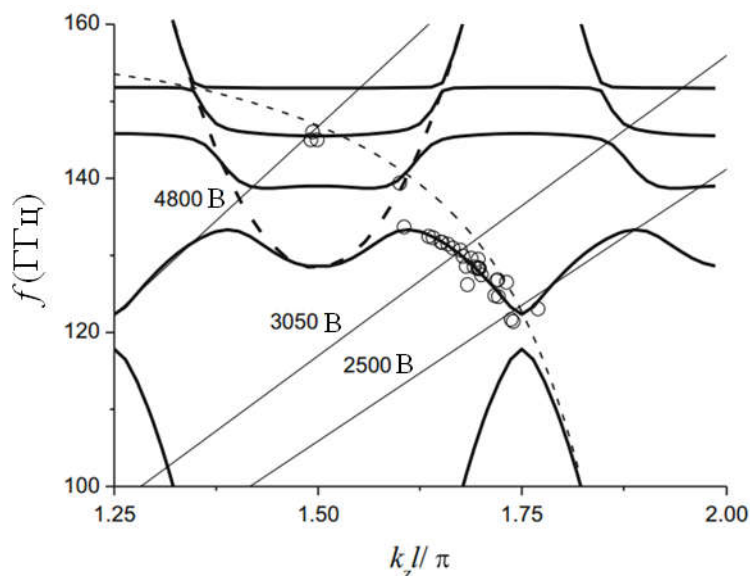


Рисунок 2.30 – Теоретична дисперсія неоднорідної (суцільні лінії) і однорідної (тонка пунктирна лінія) гребінки разом з експериментальними точками для кліноотрона на 130 ГГц. Товста пунктирна лінія являє собою дисперсію моди ТМ₀₁ хвилеводу з однорідною гребінкою [11]

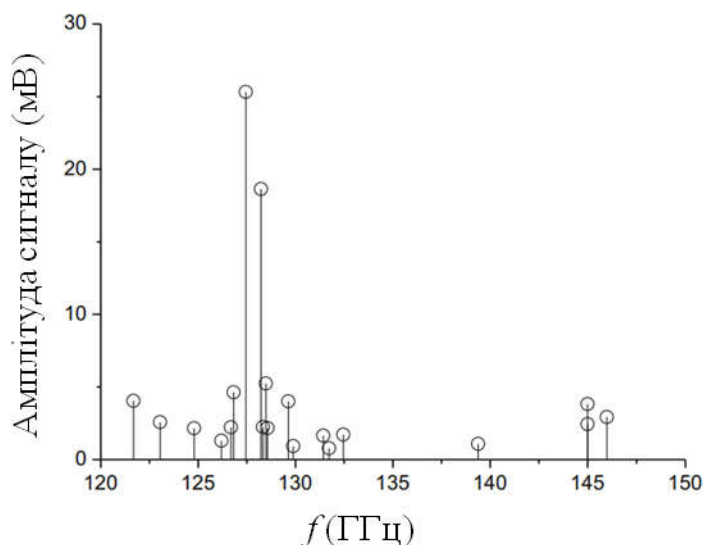


Рисунок 2.31 – Залежність вихідного сигналу кліноотрона на 130 ГГц в постійному режимі з чотирьохступеневою гребінкою від частоти в діапазоні напруги, що прискорює 2,5-4,8 кВ [11]

Аналіз дисперсії показує, що поверхнева мода збуджується для діапазону напруги 2,4-3,3 кВ, яка відповідає частоті 122-132 ГГц. Гібридні просторово-поверхневі моди з міжрідовою взаємодією спостерігалися при напругах, що прискорюють 3,5, 3,8 і 4,8 кВ, коли експериментальні точки були близькі до дисперсії моди ТМ₀₁ хвилеводу з однорідною гребінкою, як показано на

рисунку 2. 30. Можна бачити що через збільшену добротність кілька експериментальних точок відповідали взаємодії з прямою хвилею.

Після завершення серії експериментів по дослідженню особливостей електронно-хвильової взаємодії в генераторах з однорідною і багатоступеневою гребінкою передбачається їх пакування в постійні магнітні системи, що фокусують.

З цією метою були розроблені і створені компактні магнітні системи на основі сплаву Nd-Fe-B, що формують магнітне поле величиною більше 0,5 і 0,8 Тл. На рис. 2. 32 представлена фотографія магнітної системи з полем в зазорі не менше 0,5 Тл, габаритні розміри якої становлять 80×86 мм; маса пакетованого в таку систему клінофона не перевищує 2,5 кг.



Рисунок 2.32 – Компактна магнітна система, що фокусує для клінофонів 2-мм діапазону [8]

Висновки до розділу 2

Експериментальний аналіз шорсткості поверхні СС клінофонів, що виготовляються методом електроерозійної обробки, дозволив встановити, що зростання втрат в клінофонах частотних діапазонів вище 140 ГГц обумовлено істотним перевищенням параметра шорсткості R_a над глибиною скін шару. Облік шорсткості поверхонь при моделюванні омичних втрат показує, що поліпшення чистоти поверхні до 11 класу чистоти поверхні $R_a=0,08$ мкм, $R_z=,4$ мкм (у порівнянні

з реалізованими значеннями 9-10 клас чистоти поверхні ($R_a=0,32-0,16$ мкм, $R_z=1,6-0,8$ мкм) призводить до незначного зниження втрат (до 5-6%) при робочих частотах менше 400-500 ГГц. За результатами моделювання двовимірного стаціонарного рівняння теплопровідності встановлено, що облік температурного навантаження на СС клінотрона призводить до зростання втрат в середньому на 14-20%. Моделювання клінотронів 2-мм і 0,95-мм діапазонів хвиль з урахуванням втрат, зумовлених шорсткістю поверхні і температурної навантаження на СС, показує зниження вихідної потужності до 50% в порівнянні з урахуванням втрат, викликаних лише шорсткістю. При первіансах менше $0,6$ мкА/В^{3/2}, що відповідає струмам пучка менше 100 мА в робочому діапазоні напруг, що прискорюють клінотронів 2-мм діапазону хвиль, досягається кількісна відповідність результатів моделювання і відповідних експериментальних даних. Таким чином, викладена методика обліку ВЧ омичних втрат може бути використана при моделюванні параметрів клінотронів в суб-ТГц- і ТГц- діапазонах. У той же час зменшення розмірів елементів СС ускладнює її технологічну очистку перед складанням генератора, що призводить до появи додаткових омичних втрат. Таким чином, актуальним є створення електродинамічних систем, здатних підтримувати коливання, менш чутливі до розглянутим внесеним втрат, наприклад як в [105].

Аналіз експериментальних даних роботи клінотронів 2-мм діапазону довжин хвиль дозволив встановити діапазони значень оптимального зсуву фази коливань на період СС, робочих значень просторового заряду QC , посилення по Пірсу C і параметра CN . На основі отриманих результатів проведено моделювання дисперсійних характеристик електродинамічних систем клінотронів з плоскими гребінками, оптимальними для роботи на частоті 130 ГГц. В ході моделювання процесу взаємодії електронного потоку з полем синхронної просторової гармоніки для обраної конфігурації СС визначені значення пускового струму і кордони області одночастотної генерації.

Теоретично і експериментально показано, що в хвилеводі з періодично неоднорідною гребінкою існує гібридний режим одночасного існування випромінюючих (швидких) і не випромінюючих (поверхневих) хвиль. Коли

неоднорідна гребінка використовується в якості СС, генератора О-типу (ЛЗХ, клінотрон), гібридний режим володіє високою добротністю і опором зв'язку. В результаті це може привести до меншого пускового струму і більш високої вихідної потужності в порівнянні з чистим просторовим або поверхневим режимами, особливо для ТГц діапазону, де омичні втрати пропорційні \sqrt{f} . Через більш високу добротність в режимі автоколивань спостерігалася ефективна взаємодія ЕП з хвилею, що біжить.

Експериментально досліджені коливання в генераторі з оптимальною однорідної СС в діапазоні частот 125-135 ГГц. Вивчено стартові умови збудження коливань в генераторі з такою системою. В результаті проведених експериментальних досліджень показано, що генератор з СС, розрахованою для ефективної електронно-хвильової взаємодії на частоті 130 ГГц, володіє максимумом інтенсивності вихідного випромінювання на частоті 130,42 ГГц. Таким чином, методика розрахунку СС, запропонована в даній роботі, може бути використана при розробці ефективних генераторів з заданими частотними та амплітудними характеристиками в сусідніх діапазонах.

Публікації за розділом 2

Основні результати за розділом 2 викладені в публікаціях автора під номерами [8, 9, 11, 13, 14, 16] списку використаних джерел.

РОЗДІЛ 3

МОДЕЛЬ КЛІНОТРОНІВ З УРАХУВАННЯМ ВІДБИТТІВ ТА ПЕРЕТВОРЕНЬ МОД НА КІНЦЯХ СС

Резонансна властивість кліноотронів мм діапазону обумовлена резонатором поверхневих хвиль, утвореним через сильні відбиття поверхневої хвилі від кінців СС, що складаються з замкнутого хвилеводу з гребінкою (див. рис. 3.2). В існуючій теорії резонансних ЛЗХ і кліноотрона розглядаються тільки коефіцієнти відбиття робочих мод, і знаходження їх значень зазвичай є складним завданням отже, знаходяться їх приблизні значення [26, 43, 53-56]. У 2D наближенні і коли висота замкнутого хвилеводу D менше, ніж половина довжини хвилі $D < \lambda/2$, такий підхід є дійсним, оскільки існує тільки одна хвиля, що поширюється в просторі взаємодії. Однак в разі над розмірної системи ТГц - кліноотронів (ширина хвилеводу $w > \lambda/2$ в тривимірному випадку або $D > \lambda/2$) такі неоднорідності, як Т-подібний перехід в області гармати або відбиття хвиль від колектора (див. рис. 3.1) викликають не лише відбиття поверхневої моди (яка взаємодіє з електронним пучком (ЕП)). Згадані неоднорідності викликають перетворення повільної поверхневої моди в вищі швидкі хвилевідні моди і навпаки. Очевидно, що резонансна властивість кліноотрона буде визначатися не тільки резонансами поверхневої моди, але і резонансами вищих мод і їх взаємними перетвореннями. Експериментально такий факт був знайдений в [6], коли вихідна потужність кліноотрона при роботі на поверхневій хвилі сильно залежала від відстані стінки над гребінкою D , коли вона була піднята більш ніж на кілька довжин хвиль. Через експоненціальне затухання поверхневої хвилі при такому D , вона дуже мала поблизу верхнього дзеркала, і зміна вихідної потужності може бути пояснена перетворенням поверхневої моди в більш високі моди, що випромінюються.

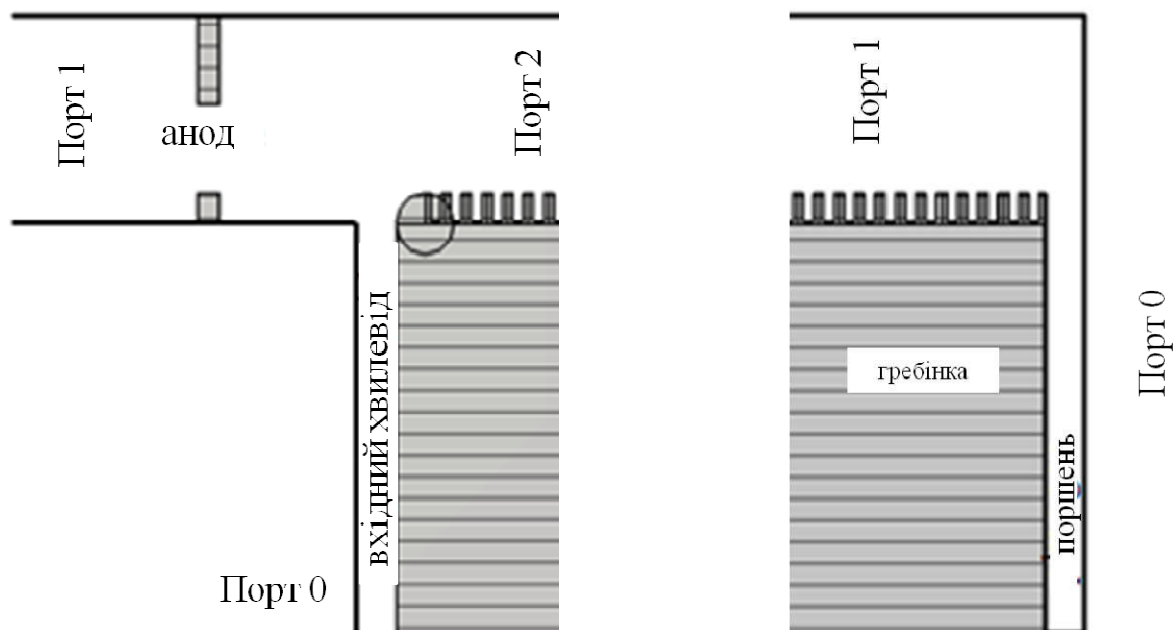


Рисунок 3.1 – Т-подібний перехід в області гармати та поршень в області колектора

В суб-ТГц і ТГц діапазонах спостерігається сильне згасання поверхневої хвилі через омичні втрати і велику кількість періодів гребінки. Під час поширення в СС від області гармати до області колектора хвиля згасає, що має усувати резонансні властивості. Однак вихідні параметри суб-ТГц клінотронів показують резонансну поведінку [6, 25, 111], це ще один факт, який свідчить про значну роль вищих (не взаємодіючих з ЕП) мод, що виникають при перетворенні поверхневої моди на кінцях СС. Оптимізація геометрії Т-переходу і поршня (колектора) для максимізації перетворення поверхневої моди при відбитті в більш високі випромінюючі моди (з набагато більш низьким згасанням) в Т-переході і максимізація перетворення вищих мод при відбитті в поверхневу в області поршня сильно збільшить резонансні властивості (добротність) ТГц - клінотрона і, отже, зменшить пусковий струм і збільшить вихідну потужність. Крім того, такі перетворення мод дозволили б розмістити вихід на колекторному кінці.

Вихідне випромінювання поділяється між іншими плечима Т-переходу і поширюється в вихідний хвилевід, а частина високочастотної потужності поширюється в область катода і не просто втрачається, а й викликає додатковий небажаний нагрів катода.

Отже, строге рішення проблеми розсіювання хвиль в надрозмірних клінотронах є ключовою проблемою для розробки та підвищення потужності випромінювання суб-ТГц і ТГц клінотронів.

3.1 Розрахунки ЛЗХ-клінотронів у 2-D наближенні у нескінченній моделі

Частотні характеристики клінотрону визначаються параметрами гребінчастої СС. Цілі попереднього аналізу гребінки висота канавки h , і період системи p . Центральна точка діапазону робочих частот вибирається щодо бажаного діапазону напруг, що прискорюють електрони. Таким чином, важливо знати «оптимальний» набіг фази електромагнітної хвилі на один період, коли досягається баланс потужності. Для перевірки достовірності результатів попереднього аналізу часто використовуються дані експериментальної роботи ТГц-клінотронів. Наприклад, експериментально відомо, що оптимальний зсув фази для клінотронів F-діапазону з катодною напругою 3,5-4 кВ дорівнює $(1,59 \pm 0,14) \pi$ [10]. Змінюючи енергію пучка, ми можемо визначити довжину області взаємодії і знайти оптимальну згоду відповідно до емпіричної залежності між параметрами просторового заряду QC і CN , як $CN=0,5 QC^{-1/3}$. Параметри QC , CN і C засновані на експериментальних даних клінотронів на відповідний частотний діапазон, таких як струм пучка, напруга катода, робоча частота і вихідна потужність яка випромінюється, а також дані розраховані за дисперсійним аналізом. На рисунку 3.2 показані графіки дисперсії, опір зв'язку та згасання, розраховані для гребінки клінотрона 0,34 ТГц, розробленої з використанням методу узгодження режимів.

Розгляд процесів взаємодії пучка з хвилею в клінотроні проводиться з нестационарної нелінійної теорією клінотрону [25, 43]. При теоретичному дослідженні лампи зворотної хвилі виникає задача про знаходження згрупованого змінного струму і високочастотного поля яке ним збуджується. Залучення рівнянь електроніки і рівняння збудження СС згрупованим струмом дозволяє вирішити зазначене завдання.

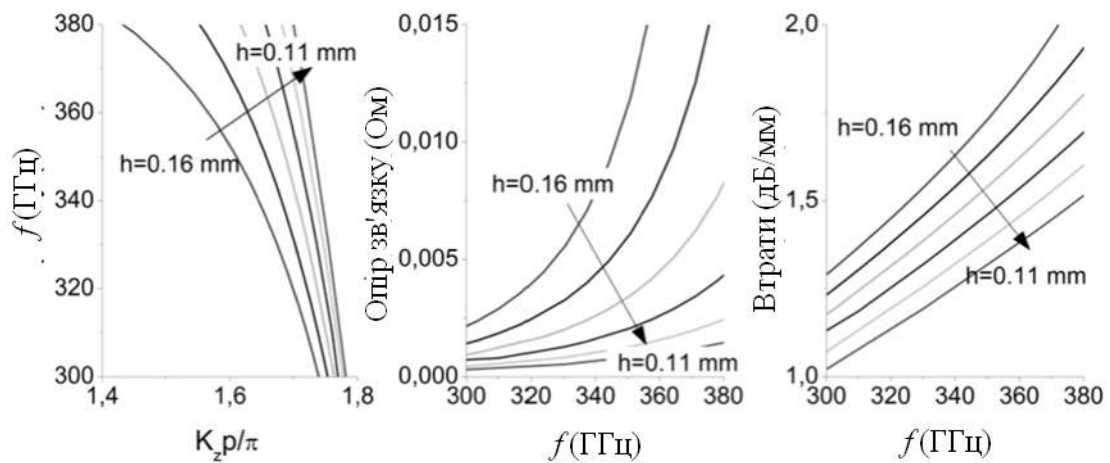


Рисунок 3.2 – Дисперсія, опір зв'язку і загасання, розраховані для гребінки з $p=0,1$ мм. Криві отримані для різних висот канавки h з кроком 0,01 мм. Провідність міді становить $5,8 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \text{ м}^{-1}$ [10]

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

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

3.2 Електродинамічні системи ТГц клінотронів і вирішення задачі розсіювання

З резонатору клінотрона, показаного на рисунку 3.3, перейдемо до геометрії задачі розсіювання, показаної на рис. 3.4. У разі одномодової взаємодії, ЕП збуджує тільки одну поверхневу хвилю. Коли вона досягає неоднорідності, показаної на рис. 3.1 падаюче електромагнітне поле розсіюється і поля поширюються у всіх плечах Т-переходу. Завдання полягає не тільки в тому, щоб знайти розсіяні електромагнітні поля, а й розкласти їх по власним модам відповідного хвилеводу (справедливість цієї процедури буде показана енергетичним балансом). На рис. 3.1 зображені порти в яких відбувається відстеження перерозподілу енергії між модами відповідних хвилеводів. Значення, які шукаються, є матрицями $S_{km}(i, j)$, що показують трансформацію j -ї моди в m -му хвилеводі (порті) в i -у моду k -го хвилеводу (порту). В цьому випадку коефіцієнти $S_{22}(i, j)$ вказують на відбиття електромагнітної хвилі назад в простір взаємодії, $S_{02}(i, j)$ вказують на поширення на вихід і $S_{12}(i, j)$ є випромінювання, яке поширюється через анодну щілину і показує потужність нагріву катода. На колекторному кінці СС розглядається поршень зміна положення якого дозволяє змінювати умови відображення та трансформації мод. Така конструкція не зовсім відповідає реальним електродинамічним системам клінотронів проте вона дозволяє отримати якісну поведінку мод. Для колекторного кінця шукається схожа матриці $R_{km}(i, j)$, що показують трансформацію j -ї моди в m -му хвилеводі (порті) в i -у моду k -го хвилеводу (порту). Хвилевід поршня розглядається як одномодовий хвилевід. В цьому випадку коефіцієнти $R_{11}(i, j)$ вказують на відбиття ЕМ хвилі назад в простір взаємодії, $R_{01}(0, j)$ вказують на поширення в поршневий хвилевід та $R_{10}(i, 0)$ є випромінювання, яке поширюється з поршневого хвилеводу в простір взаємодії отримавши зсув по фазі пропорційний відстані пройденій випромінюванням.

Для побудови гарячої моделі клінотрона необхідна матриця розсіювання трьох портового переходу, показаного на рисунку 3.4, для нього матриця має вигляд (3.1). Він має 3 порти: порт 0 – вихідний хвилевід, порт 1 – хвилевід після анодної щілини, порт 2 – напівнескінченна СС. Перехід від фаски гребінки до вихідного

порту був обчислений з використанням ступеневого наближення. Число кроків s залежить від частоти і геометрії. Для розглянутих параметрів прийнятна точність розрахунку була досягнута за 20 кроків. Через однорідність структури завдання розсіювання для кожного фіксованого числа варіацій n уздовж осі x можна розглядати окремо. Обчислення матриці розсіювання відбувається за допомогою методики розробленої в лабораторії обчислювальної електродинаміки ИРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України [112, 113].

$$\begin{bmatrix} S_{00}(i, j) & S_{01}(i, j) & S_{02}(i, j) \\ S_{10}(i, j) & S_{11}(i, j) & S_{12}(i, j) \\ S_{20}(i, j) & S_{21}(i, j) & S_{22}(i, j) \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

Поля в портах 0 і 1 представлені у вигляді суперпозиції мод прямокутних хвилеводів. Дисперсійне рівняння [112], рішенням якого є повільні і швидкі моди, використовується для знаходження базису для СС, в порту 2. В базисі СС, розглядалися тільки власні моди, які поширюються. У всіх прямокутних хвилеводах структури були включені всі моди з фіксованим числом варіацій уздовж осі x з частотою зрізу, обмеженою вказаним значенням f_{cut} , що забезпечує збіжність. Значення f_{cut} набагато більше, ніж робоча частота і залежить від усіх параметрів. Для розглянутої тут геометрії 300-ГГц кліноотрона (табл. 3.1) була досягнута прийнятна точність для $f_{cut} = 3,6$ ТГц. В портах 0, 1, 2 було розглянуто 4, 28, 43 відповідно моди які поширюються.

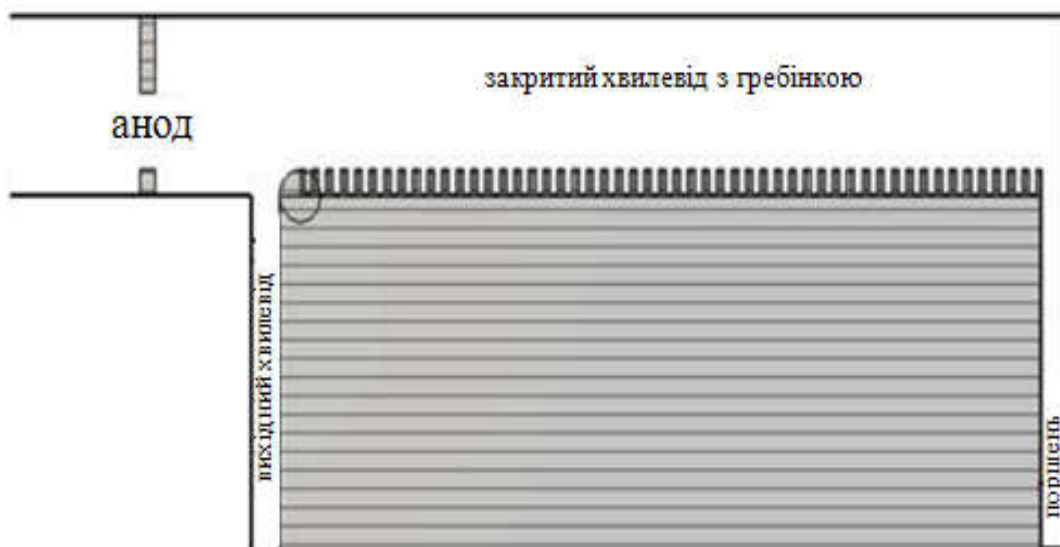


Рисунок 3.3 – Ескіз електродинаміки кліноотрона [12]

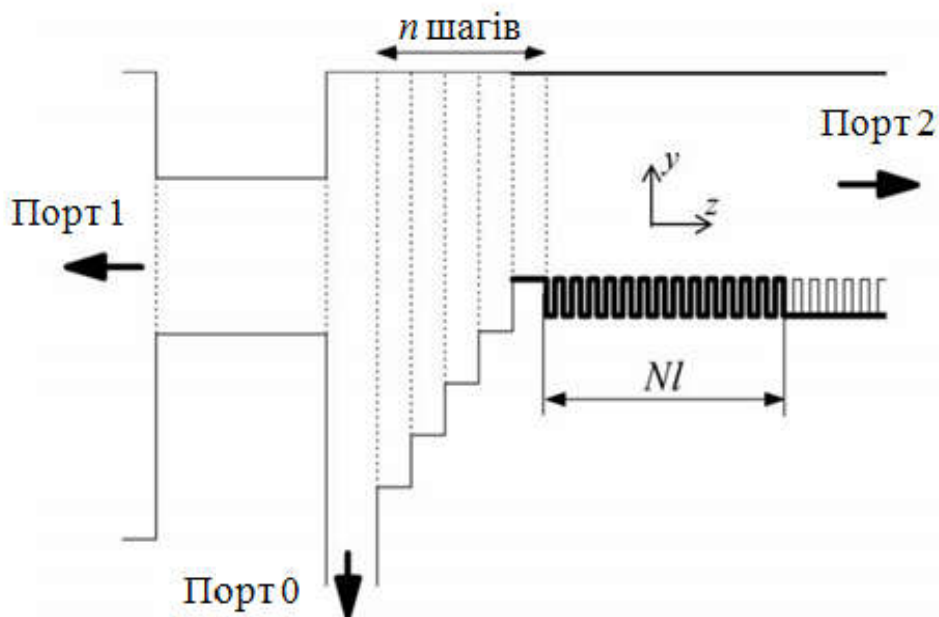


Рисунок 3.4 – Три порта кліноотрона Т-образного переходу [12]

Розрахунок проводився методом узгодження мод і методом узагальнених матриць розсіювання [113]. По-перше, геометрія кліноотрона розкладається на окремі неоднорідності, пов'язані ділянками регулярних хвильоводів. До них відносяться Т-подібний перехід, кроки E -площини, які утворюють анод, і кроки E -площини, що апроксимують перехід фаски до вихідного порту (пунктирні лінії на рис. 3.4).

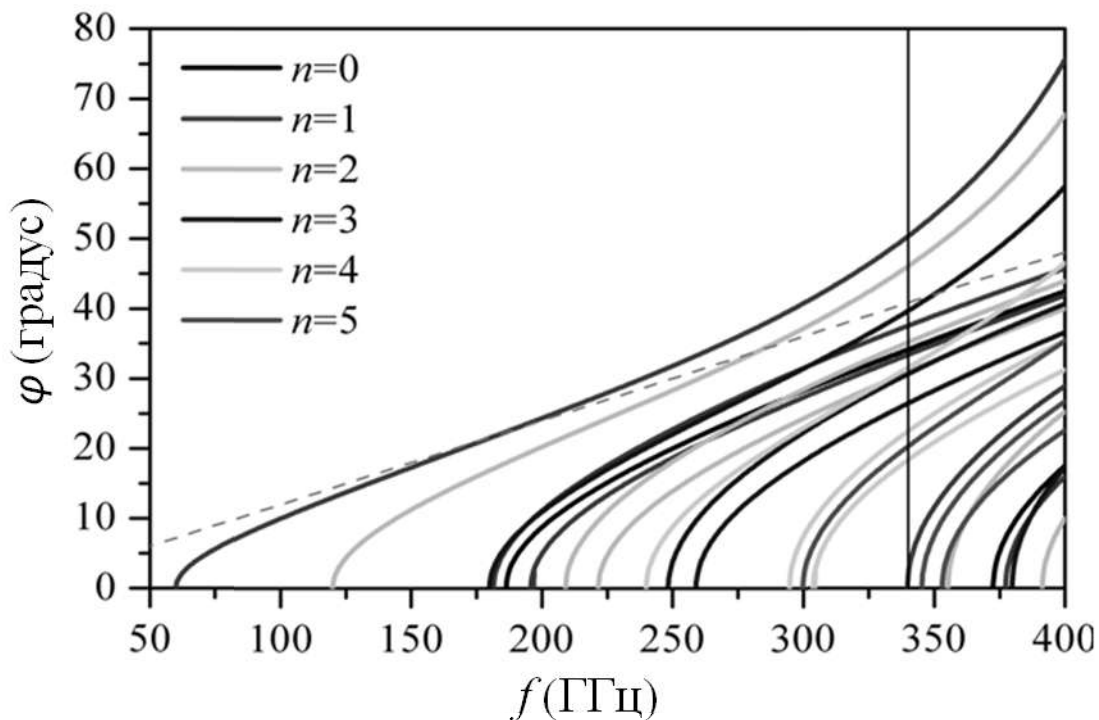


Рисунок 3.5 – Приклад дисперсійного аналізу СС

Матриці розсіювання ступенів обчислювалися методом збігу мод. Алгоритм обчислення Т-переходу описаний в [114]. Для розширення розсіяного поля через власні моди повільної структури (порт 2) вводиться новий елемент, який є напівнескінчною СС. Це двох портовий вузол з прямокутним і гофрованим портами. Для його розрахунку розроблений новий метод. Він використовує допоміжний блок хвилеводу, показаний товстою лінією на рисунку 3.4. Це кінцевий сегмент СС, починаючи з ламелі і закінчуючи канавкою. Приклад розрахунку дисперсії хвилеводу з гребінкою (порт 2) зображений на рис. 3.5, де розглядається різна кількість варіацій n , даний хвилевід з гребінкою (рис. 3.5) має наступні параметри: $a=2,5$ мм, $b=0,94$ мм, $h=0,14$ мм, період плоскої гребінки $l=0,1$ мм та ширина ламелі $l/2$. Для спрощення розрахунків було прийнято використання мод хвилевода з гребінкою з однією варіацією по ширині ламелі. В такому випадку дисперсія даного хвилеводу має вигляд який зображений на рис. 3.7, як можна побачити в хвилеводі який розглядається існує 5 мод які поширюються. Для кожної з мод обчислюються групові швидкості які їм відповідають з рівняння

$$\tan \psi = \frac{d\varphi}{df} = \frac{2\pi l}{v_g}$$

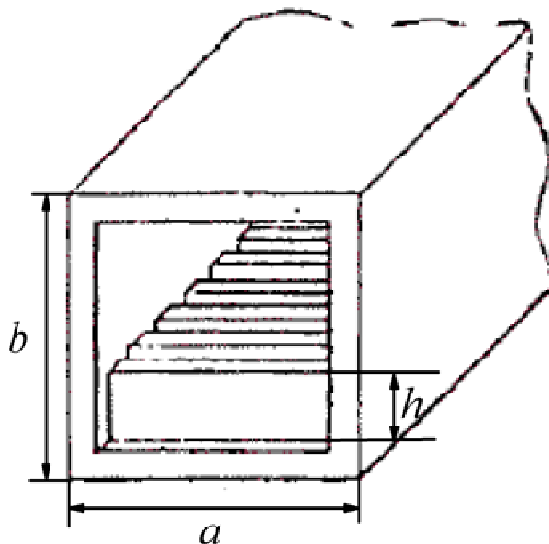


Рисунок 3.6 – Хвилевод з гребінкою

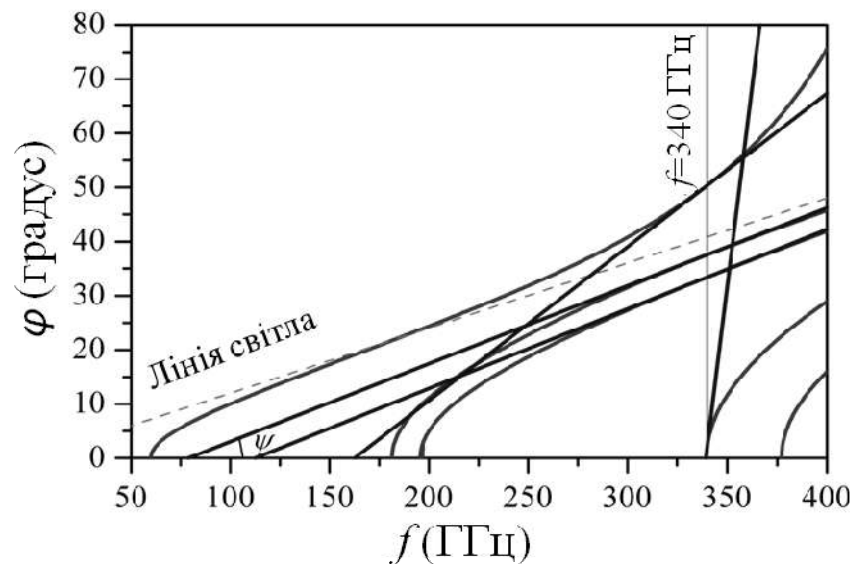


Рисунок 3.7 – Дисперсія хвильоводу з гребінкою з одною варіацією по ширині ламелі (червона лінія) та тангенс на частоті 340 ГГц (синя лінія)

Довжина хвильоводу N періодів, що дозволяє розраховувати фазові набіги мод між опорними площинами. Поле в $N+1$ канавці допускає подвійне представлення. З одного боку, воно може бути представлене у вигляді власних мод СС, передаючи енергію в позитивному напрямку з невідомими коефіцієнтами. Це представлення визначає умова на нескінченності. Оскільки ми не враховуємо моди СС, які не поширюються, чим більше значення N , тим точніше це уявлення. З іншого боку, це поле може бути розширено через моди прямокутного хвильоводу, які відповідають канавці. Коефіцієнти цього другого подання можна обчислити через матрицю розсіювання допоміжного елемента і амплітуди падаючих хвиль. Прирівнюючи ці два представлення і використовуючи розкладання власних мод СС, по модам прямокутної канавки, отримуємо лінійне матричне рівняння для знаходження невідомих коефіцієнтів розсіяних власних мод СС, які утворюють матрицю розсіювання. Аналогічно обчислюються амплітуди мод в прямокутному порту.

Спочатку матриця розсіювання розраховується за допомогою еталонної площини в порту СС, в положенні початку $N+1$ канавки. Щоб перевести опорну площину в положення переходу між прямокутним хвильоводом і СС, елементи матриці розсіювання слід помножити на фазовий зсув власних мод цієї системи над N періодами. Чим більше значення N , тим сильніше вплив помилки оцінки констант поширення власних мод СС, оскільки помилка множиться на кількість періодів.

Великі помилки призводять до неправильних фазових коливань елементів матриці розсіювання. З іншого боку, як зазначалося вище, чим більше значення N , тим менше вплив власних мод СС, які не поширюються, якими нехтують. На практиці необхідно вибрати компромісну величину N для кожної частоти.

Розрахунок матриці розсіювання всієї структури на рис. 3.4 проводиться методом узагальнених матриць розсіювання. Проведено всебічне тестування алгоритму. Зокрема, енергетичний баланс для структури на рис. 3.4, що подається за допомогою режимів поширення з різних портів, підтримується з точністю не гірше 10^{-6} . Цей підхід може бути застосований для обчислення тривимірного пристрою, який є неоднорідним уздовж осі x .

3.3 Електронно-хвильова взаємодія в надрозмірних ТГц клінотронах

Дисперсію замкнутого хвилеводу з гребінкою можна побудувати, як за допомогою дисперсійного рівняння [115], так і за допомогою методу [112]. При $n = 1$ обидва вони дають дуже близькі результати, представлені на рисунку 3.8. Дана дисперсія побудована для хвилеводу який відповідає традиційній конструкції клінотрону 7.2×1.8 мм². Такий хвилевід на частоті 340 ГГц є надрозмірним і в дисперсійній залежності існує не лише поверхнева хвиля а й просторові. Видно що відповідно до ліній ЕП (наприклад для $U = 4.3$ кВ), ЕП синхронний з декількома модами (одна відповідає ЛЗХ / клінотрону і декільком, які відповідають режиму ГДВ / оротрону). У загальному випадку це призводить до конкуренції мод, але в разі, коли опір зв'язку суттєвий тільки для поверхневої моди, ми нехтуємо цим ефектом. Крім того, для певної частоти фазова швидкість поверхневої моди досить далека від фазової швидкості вищих випромінюючих мод, що виникають через перетворення мод на кінцях СС (див. кілька ліній, які відповідають синхронізму між ЕП і відповідними модами). Тому в разі, коли опір зв'язку має значення тільки для поверхневої моди, рівняння руху можна розглядати в припущенні єдиної моди; в іншому випадку всі моди з різними частотами повинні враховуватися в рівнянні руху, включаючи поверхневі, зі змінами уздовж осі x , $n > 1$ [43].

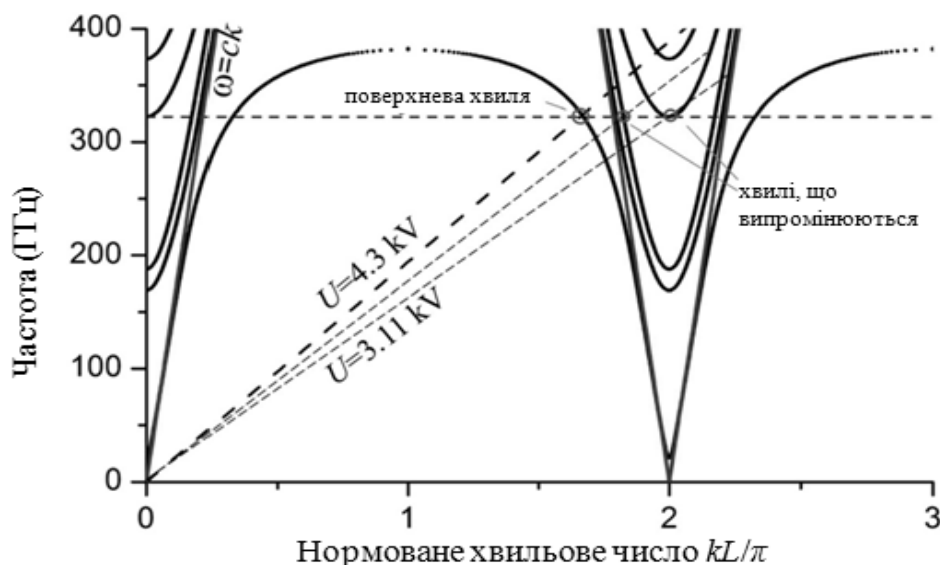


Рисунок 3.8 – Дисперсія СС і лінії ЕП для клінодрона на 300 ГГц [12]

Тепер запишемо рівняння збудження поля для ЛЗХ з відбиттями від кінців СС. Тут електричне поле представлено, як сума прямих і зворотних хвиль всіх мод, що поширюються в хвилеводі. Кожна мода, в свою чергу, може бути представлена як ряд Флоке [49]:

$$\vec{E} = e^{-i\omega t} \sum_m \sum_n \left[C_m^+(z, t) \vec{E}_{mn}(y, k) \exp(ik_{mn}z) + C_m^-(z, t) \vec{E}_{-mn}(y, k) \exp(-ik_{mn}z) \right] \quad (3.2)$$

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

Граничні умови на кінцях СС ($z = 0$; $z = L$), як перетворення зворотної хвилі в пряму хвилю і навпаки з урахуванням результатів попереднього розділу описуються наступним чином:

$$C_m^+(0, t) = \sum_j S_{22}(m, j, f_0) C_j^+(0, t) + \sum_j \frac{dS_{22}(m, j, f_0)}{df} \frac{\partial C_j^+(0, t)}{\partial t} \quad (3.3)$$

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

Тут похідні по частоті і по часу виникають через те, що процес не є чисто гармонійним, а використовується нестационарне рівняння, а також через зсув частоти f_0 під дією просторового заряду. R_{km} – матриця розсіювання для колектора з поршнем, L_{pl} – довжина хвилеводу поршня та t_{pl} – тимчасова затримка хвилі, що поширюється до короткозамкненого поршня і назад на гребінку. Розглядаються

лише елементи матриць $S_{k0}(i, j)$ які відповідають відбиттю та перетворенню хвилі на Т-подібному зчленуванні і немає поширення випромінювання з катодного вузла та вихідного хвилеводу, що відповідає випадку узгодженого навантаження.

Ми припускаємо, що тільки одна гармоніка нижчої поверхневої хвилі (0-й) взаємодіє з ЕП (як було згадано вище, має значний опір зв'язку). Тоді поширення зворотних і прямих хвиль визначається нестационарними рівняннями [43, 49, 53]:

$$v_{gr0}^{-1} \frac{\partial C_0^-}{\partial t} - \frac{\partial C_0^-}{\partial z} + \gamma_0 C_0^- = \frac{2}{N_0} \int_S \overline{j(t) \vec{E}_{-0}^* e^{i\omega t}} dS \quad (3.4)$$

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

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

Де γ - згасання моди обумовлене кінцевою провідністю визначеною в розділі 2, v_{gr} - групова швидкість хвилі, а $N_p - p$ -а норма моди. Струм ЕП $j(t)$ знайдений з рішення рівнянь тривимірного руху для N великих часток з правою частиною, що складається з високочастотного електричного, синхронного з ЕП і статичного магнітного поля, що фокусує:

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\frac{e}{m} \left\{ \text{Re} \vec{E} + \frac{[\vec{v}_i \times (\vec{y}B \cos \alpha - \vec{z}B \sin \alpha)]}{c} \right\} \quad (3.5)$$

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

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

де v_e - швидкість ЕП, L - довжина гребінки, B - статичне магнітне поле, α - кут нахилу ЕП до гребінки (кліноотронний кут), e та m - заряд та маса електрона відповідно.

Після визначення всіх амплітуд вихідна потужність визначається, як сума потужності мод, що поширюються в вихідний хвилевід:

$$P_{out} = \sum_m \left| \sum_j S_{02}(m, i, f_0) C_j^-(0, t) + \sum_j \frac{dS_{02}(m, i, f_0)}{df} \frac{\partial C_j^-(0, t)}{\partial t} \right|^2 \quad (3.6)$$

3.4 Результати моделювання та їх порівняння з експериментальними результатами

При зміні напруги пучка робоча частота змінюється по дисперсії СС, яка забезпечує так звану електронну перебудову частоти (рис. 3.8). Вирішуючи рівняння (3.3, 3.4) чисельно при заданій швидкості ЕП до стійкого стану, ми збільшуємо швидкість і повторюємо ту ж процедуру. Залежність вихідної потужності від частоти розрахована таким чином, показана на рис. 3.9 для кліноотрона з параметрами, показаними в таблиці 3.1. Експериментальні результати кліноотрона на 300 ГГц, пакетованого в постійний магніт 0.8 Тл показані на рис. 3.10.

Таблиця 3.1

Напруга ЕП	Струм ЕП	Товщина пучка	Період гребінки	Ширина канавки	Глибина канавки	Довжина гребінки	Магнітне поле
$U=2-5\text{кВ}$	$I=150\text{мА}$	$a=0,14\text{мм}$	$l=0,1\text{мм}$	$d=l/2$	$h=0,17\text{мм}$	$L=15,5\text{мм}$	$B=0,8\text{Тл}$

Видно, що як розрахунки, так і експериментальна поведінка залежності вихідної потужності є резонансними, хоча згасання для поверхневих мод через омичні втрати при поширенні через простір взаємодії знаходиться в діапазоні 10-20 дБ [9]. Як уже згадувалося вище, це пов'язано з перетворенням повільних мод в швидкі.

Перш ніж аналізувати ці результати, зауважимо, що поведінка потужності, що поширюється в анодну щілину P_{an} і в вихідний хвилевід P_{out} , залежить від обох амплітуд $C_j^-(0)$ і від матричних елементів $S_{02}(0, j)$ (вихід), $S_{12}(i, j)$ (анод). Зокрема, їх амплітудне і фазове співвідношення визначає перерозподіл між P_{an} і P_{out} . Резонанси швидких хвиль залежать від елементів відбиття $S_{22}(i, j)$, $R_{11}(i, j)$ і $R_{01}(0, i)$; $R_{10}(i, 0)$ (перехід швидкої хвилі в хвилевід поршня і перетворення відбитої хвилі від поршня в швидку хвилю СС), хвильового числа і довжини СС. Амплітуда повільної хвилі $C_0(0)$ також залежить від взаємодії хвиль з ЕП.

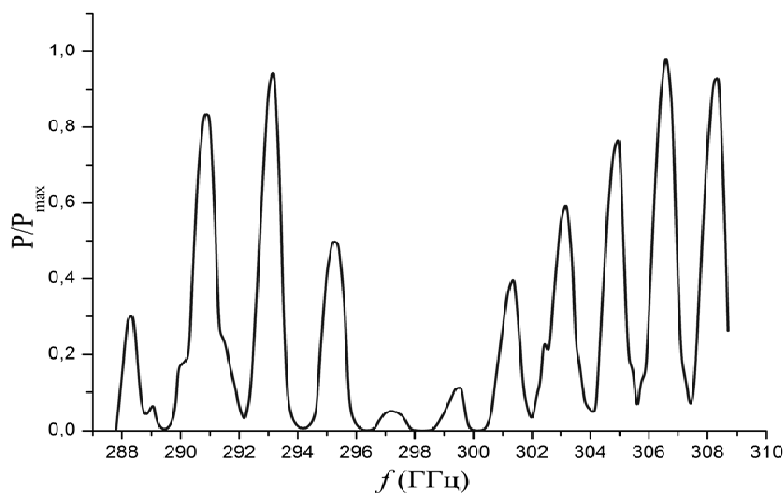


Рисунок 3.9 – Потужності випромінювання клінодрона на 300 ГГц розрахована з (3.6) [12, 18]

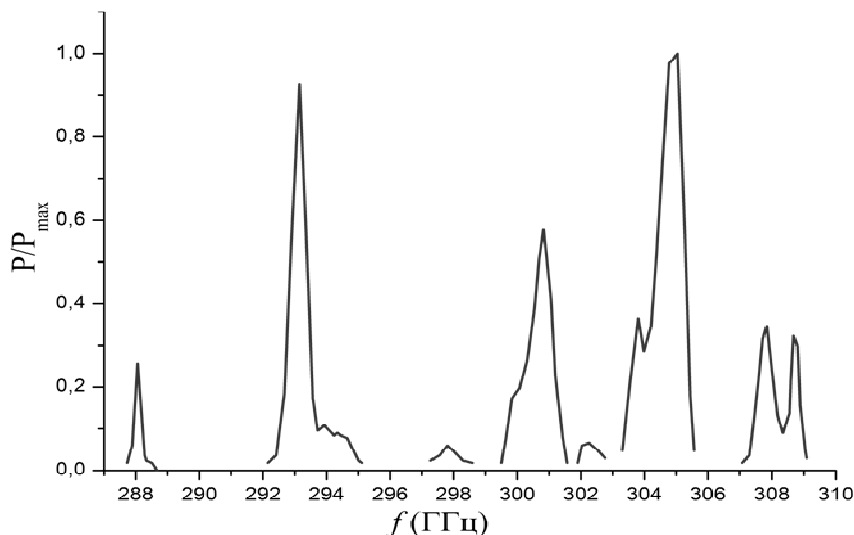


Рисунок 3.10 – Потужність випромінювання клінодрона на 300 ГГц отримана з експерименту [12, 18]

Щоб з'ясувати і класифікувати деякі з цих резонансів на рис. 3.9, розглянемо вплив довжини хвилеводу поршня. Через зміни положення поршня змінюється фаза відбитої хвилі, яка забезпечує, як резонанси швидкої, так і повільної хвилі.

Щоб відрізнити різні резонанси, ми можемо прирівняти до нуля відповідні елементи S , R в (3.1), щоб підкреслити ефекти певного режиму. Резонанси повільної хвилі (0-й) визначаються факторами $R_{11}(0,1)$ (відбиття швидкої хвилі від кінця СС і її перетворення в повільну) і $R_{01}(0,1)$; $R_{10}(0,0)$ (перехід швидкої хвилі СС в поршневий хвилевід і перетворення відбитої хвилі з поршня в повільну хвилю СС). Прирівнювання їх до нуля означає відсутність перетворення швидкої хвилі в

повільну в області колектора і дозволяє розглядати тільки резонанси швидких хвиль. Оскільки вихідна потужність обумовлена всіма модами, які поширюються, як видно з (3.7), і немає перетворення мод, резонансна поведінка потужності обумовлена тільки втручанням вищих мод в порту 0 Т-переходу. В цьому випадку електродинамічна система клінодрона являє резонатор тільки для вищих мод, які не взаємодіють з ЕП, і, отже, ці резонанси впливають тільки на вихідну потужність і не впливають на електронний ККД.

Ми розглядаємо ефект поршня для двох випадків напруги пучка: 2800 і 3550 В, які відповідають $f = 280$ ГГц і 302 ГГц. Матриця S показує, що в основному збуджені 0-а (повільна) і 1-а (швидка) хвилі, а інші моди в СС з дуже низькою амплітудою. Ми будемо залежність вихідної потужності, потужності, що поширюється через анодну щілину, і електронний ККД в порівнянні з фазою хвилі, відбитої від коротко замкнутого поршня ($2kL_{pl}$) на рисунку 3.11. Рисунок 3.11 (в) призначений для випадку чистого резонансу швидких хвиль ($R_{11}(0,1) = R_{10}(0,0) = 0$).

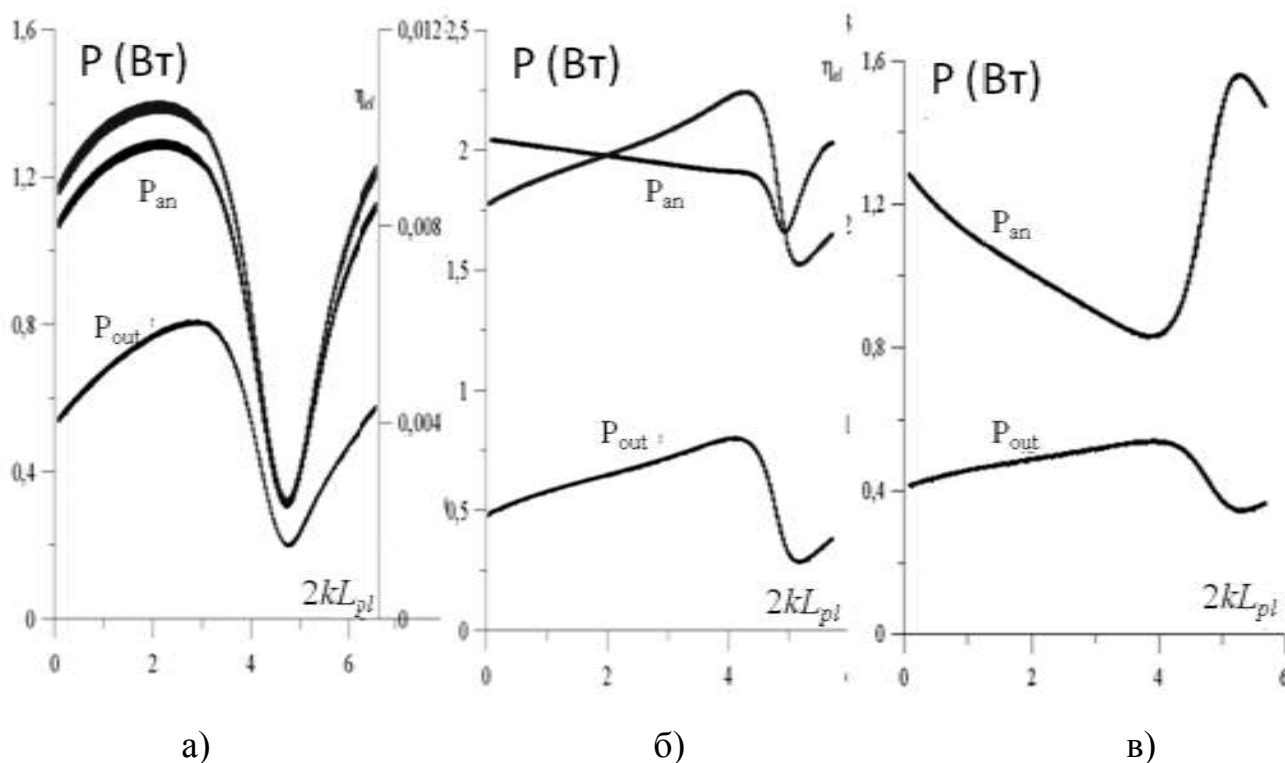


Рисунок 3.11 – Вихідна потужність і потужність в анодну щілину, електронний ККД в залежності від положення поршня (а) при $f = 302$ ГГц; (б) при $f = 280$ ГГц; при $f = 280$ ГГц, коли $R_{01}(0,1) = 0$ [12, 18]

З цих залежностей ми робимо висновок, що найменше про три резонанси: 1) резонанс повільної хвилі, що викликає зміну електронного ККД; 2) резонанс швидкої хвилі в хвилевідному резонаторі з гребінкою, що викликає зміну потужності, яка випромінюється клінотроном без зміни електронного ККД; 3) перерозподіл потужності, що поширюється в анодну щілину і вихідний хвилевід.

Ці резонанси залежать від матриць розсіювання, як на початку, так і в кінці СС і взаємодії ЕП з повільною хвилею. Видно, що P_{an} і P_{out} разом з електронним ККД знаходяться в фазі 302 ГГц і протифазі для 280 ГГц. Це пов'язано з тим, що $S_{12}(j, 1)$ (302 ГГц) є досить малим, а потужність випромінювання в основному визначається повільною хвилею. У разі 280 ГГц $S_{12}(j, 1)$ досить великий і резонанс швидкої хвилі в резонаторі, і фазові умови S_{12} , S_{01} забезпечують збільшення вихідної потужності і значне зменшення P_{an} (рис. 3.11 в). Розглядаючи перетворення прямих вищих мод C_m^+ в зворотну сторону C_0^- (яка тільки взаємодіє з ЕП), цей резонанс швидкої хвилі збільшує відбиття назад в електродинамічну систему і викликає збільшення електронного ККД і, отже, збільшення, як P_{an} , так і P_{out} (рис. 3.11 б).

Оскільки внесок повільного і швидкого хвильового резонансу майже протилежний для P_{an} , його залежність від положення поршня стає більш гладкою, тоді, як цей же показник для вихідної потужності стає більш крутим.

Вольт-частотна залежність ТГц клінотронів яку отримують в експериментах не така гладка як перерахована з дисперсії хвилевода з гребінкою. Вона має розрив в частотній залежності і складається з багато чисельних полицок (зон генерації). Приклад вольт-частотної залежності для клінотрону на 200 ГГц одержана з експериментального дослідження зображено на рисунку 3.12. Як можна побачити вольт-частотна залежність клінотрону, в порівнянні з вольт-частотною залежністю перерахованою з дисперсії, має більш пологі зони генерації, що забезпечує більш полого електронну перебудову частоти в межах зони генерації.

Існуючі моделі розрахунку клінотронів не дозволяють в повній мірі відобразити резонансну поведінку вольт-частотної залежності. Це викликано тим що знаходження параметрів відбиття хвиль від кінців СС складна задача та зазвичай коефіцієнти відбиття C_m^+ , C_m^- мають наближене значення. Тим паче в ТГц

клинотронах стандартна геометрія стає над розмірною та на кінцях СС існують перетворення повільної хвилі в швидкі та навпаки, врахувати які до тепер було неможливо.

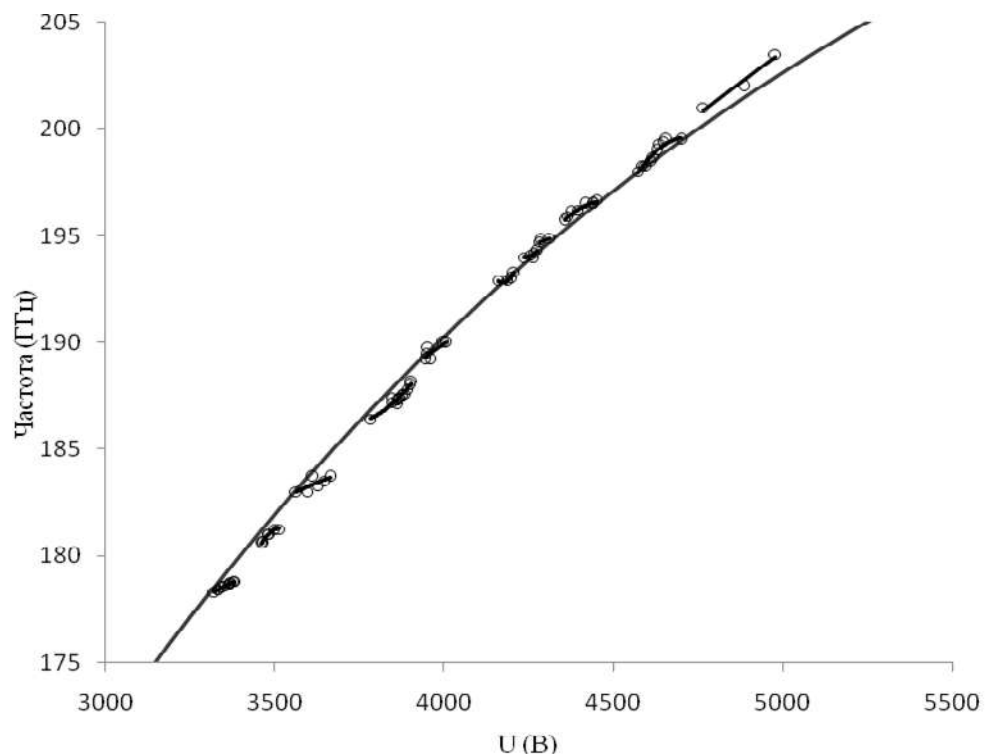


Рисунок 3.12 – Вольт-частотна залежність клинотрону на 200 ГГц експериментальна чорна лінія з цятками, перерахована з дисперсії хвилеводу з гребінкою з періодом $p=0,166$ мм та глибиною канавки $h=0,285$ мм суцільна лінія

Використання матриць розсіювання для запису поведінки хвиль на кінцях СС та розрахунок руху заряджених частинок в отриманому полі СС дозволяє виявити в так званій «гарячій» моделі сегментованість вольт частотної залежності, яка спостерігається в експериментах. Частотна залежність клинотрону на 300 ГГц зображена на рис. 3.13, суцільною лінією зображена вольт-частотна залежність перерахована з двовимірної аналітичної дисперсії, точками зображені результати розрахунку з використанням матриць S параметрів та хрестиками зображені результати експериментального дослідження. Розрахункова модель з урахуванням відбиття та трансформації мод на кінцях СС добре узгоджуються з результати експериментального дослідження. З чого можна зробити висновок, що запропонована модель якісно описує поведінку хвиль на кінцях СС.

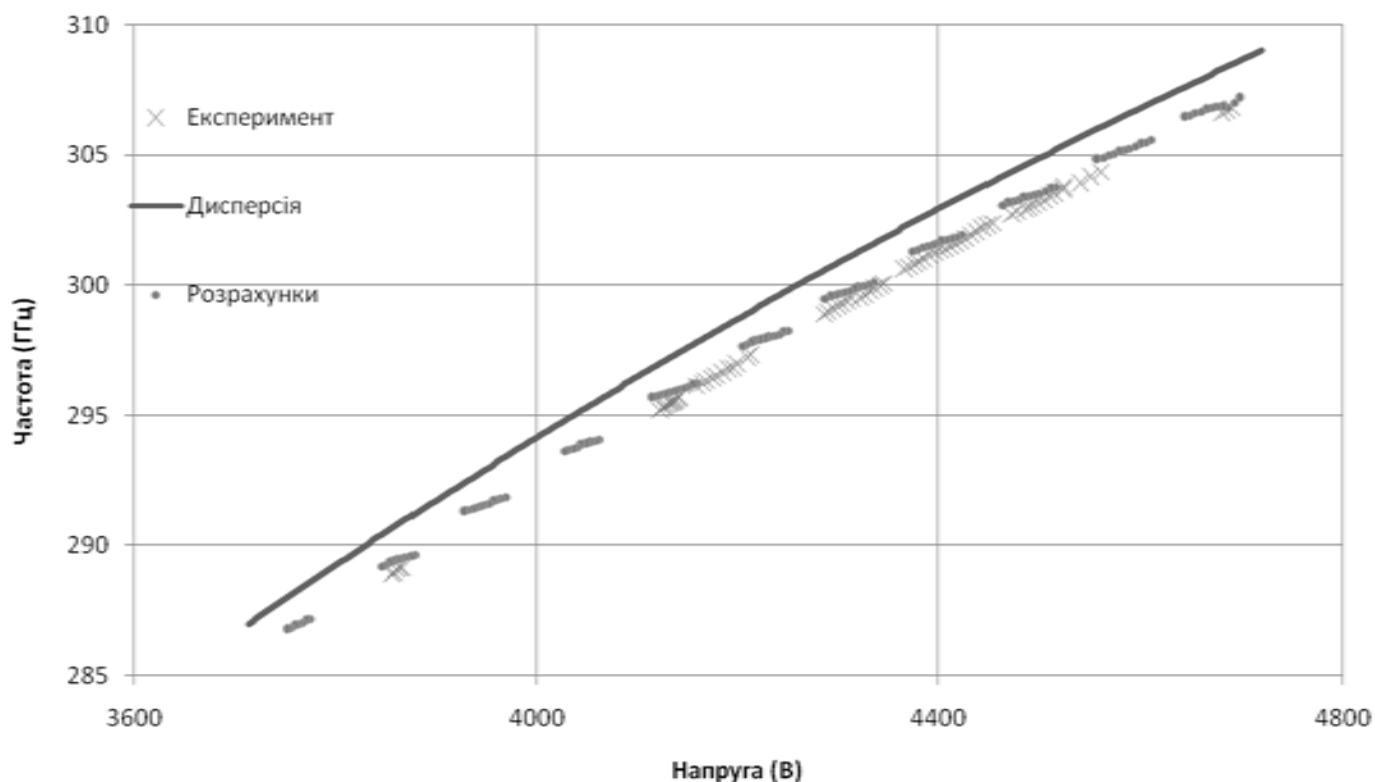


Рисунок 3.13 – Розрахункова залежність частоти від напруги порівняно з двовимірною аналітичною дисперсією і експериментальними даними [12, 18]

Вихідні параметри клінотрону, які використовуються для порівняння з розрахунками були отримані в лабораторії відділу № 16 ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України. Схема дослідження, яка використовувалась представлена на рисунку 3.14. Вона складається з піддослідного клінотрону на 300 ГГц, високовольтного джерела живлення напруги що прискорює, блоку живлення розжарювання, камерного хвилеміру, дільника, вимірювача потужності, детектора та осцилографа. Вимірювання частоти проводилися камерним хвилеміром, в імпульсному режимі живлення напругою, що прискорює з тривалістю імпульсів 10 нс і частотою повторення 50 Гц. На екрані осцилографа реєструвалася тимчасова розгортка сигналу з СВЧ-детектора і дільника високовольтної напруги. Це дозволяє з високою точністю встановити значення напруги для кожної зони генерації коливань. Вимірювання проводилися при декількох пікових значеннях напруги, що прискорює в діапазоні 3,5-5,0 кВ.

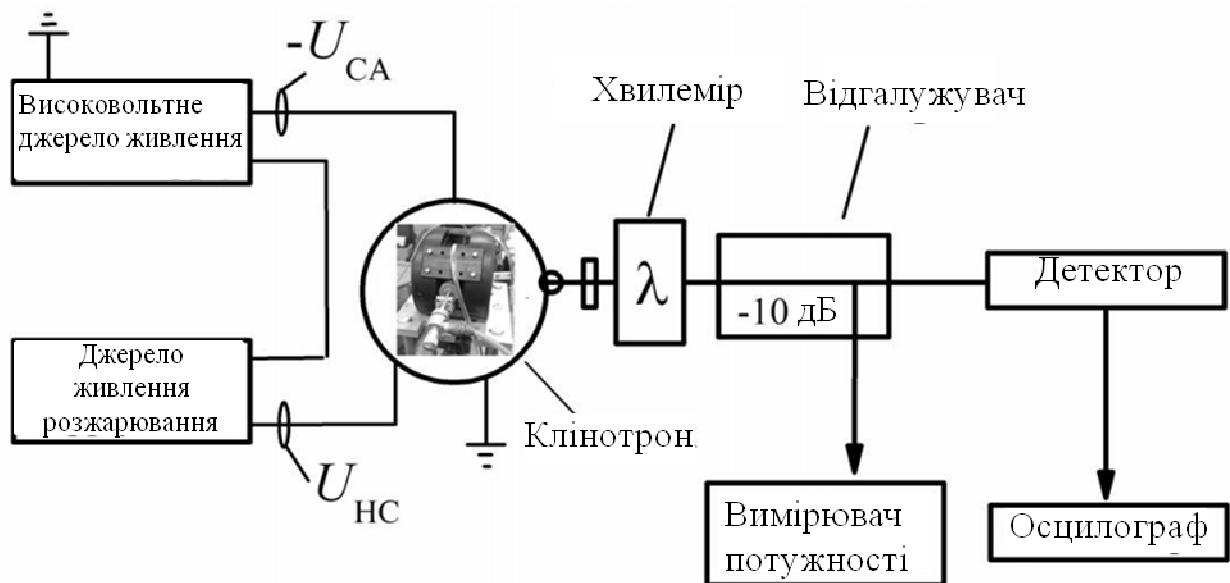


Рисунок 3.14 – Схема вимірювання потужності і частоти кліноотрону [12]

Калібрований болометр з прямокутним хвилевідним входним портом використовувався для вимірювання потужності електромагнітних коливань. Болометр прикріплюється безпосередньо до хвилевідного фланця після ділянки випромінювання який забезпечую послаблення потужності випромінювання в 10 дБ. В цьому випадку живлення кліноотрону проводилося постійною напругою за допомогою високоньольного джерела живлення яке забезпечує діапазон напруг 500-6000 В та струм ЕП до 200 мА при напрузі 6000 В, з рівнем пульсацій напруги 30 мВ в усьому діапазоні напруг та дозволяє здійснювати перебудову з кроком 100 мВ.

Висновки до розділу 3

Розроблено теоретичну модель ТГц кліноотронів, яка навіть в разі сильного згасання поверхневої хвилі в частотних діапазонах вище 300 ГГц виявляє резонансну поведінку залежності потужності випромінювання від частоти, що зумовлено відбиттям і перетворенням поверхневих повільних хвиль в швидкі завдяки використанню матриці розсіювання хвиль в над розмірних електродинамічних системах генераторів.

Показано, що в межах запропонованої теоретичної моделі в частотній залежності ТГц кліноотронів з'являються зони генерації, які в порівнянні з дисперсією мають більш пологою крутизну електронної перебудови частоти. Також

показана, що через перетворення поверхневої хвилі в просторові на кінцях СС та навпаки потужність випромінювання кліноотрона, що працює на центральній частоті 300 ГГц, має резонансний характер, що добре узгоджується з експериментальними результатами.

Проаналізовано резонанси швидких хвиль з малими втратами, а також резонанси у разі перетворень просторових хвиль в поверхневу хвилю в області колекторного кінця СС та показано вплив таких перетворень на електронний ККД генератора.

Матриця розсіювання в області гарматного кінця СС дозволяє оцінити потужність, яка поширюється в усіх плечах Т-подібного хвилевідного трійника та показує вплив АЧХ хвилевідного трійника на вихідну потужність кліноотрона. Показано, що в залежності від фаз відбитих поверхневої та об'ємних хвиль сумарна потужність, що поширюється в вихідний хвилевід зростає, а потужність, що поширюється в анодну лінзу спадає в той час, як електронний ККД зростає. Показано можливість управління перерозподілом потужності між плечима Т-подібного трійника та отримано умови відбиття хвиль від колекторного кінця СС, за яких відбувається підвищення вихідної потужності, а також умови відбиття, за яких відбувається зменшення поширення хвиль в область гармати, що дозволяє зменшити небажаний розігрів емітера.

Результати моделювання згідно запропонованої моделі врахування відбиттів та перетворень хвиль на кінцях СС добре узгоджуються з результатами експериментального дослідження кліноотронів у частотному діапазоні 288-309 ГГц.

Публікації за розділом 3

Основні результати за розділом 2 викладені в публікаціях автора під номерами [10, 12, 15, 18] списку використаних джерел.

РОЗДІЛ 4

ЕЛЕКТРОНО-ХВИЛЬОВА ВЗАЄМОДІЯ З УРАХУВАННЯМ РОЗКИДУ ПОВЗДОВЖНІХ ШВИДКОСТЕЙ ЕЛЕКТРОНІВ ПО ТОВЩИНІ ПУЧКА

Одним з факторів, що впливають на роботу ЛЗХ, є якість ЕП, який формується електронно-оптичною системою (ЕОС). Розробники ЕОС намагаються сформуванати листової ЕП з мінімальним розкидом швидкості для застосування в мікрохвильових і ТГц генераторах, оскільки розкид швидкостей зазвичай призводить до зниження ефективності [6, 60-61]. Крім того, в ЛЗХ та інших лампах частота коливань визначається так званою умовою синхронізму швидкості між ЕП і хвилею, і в разі розкиду швидкостей ця умова може зберігатися для певної смуги частот, яка може привести до розширення спектрів коливань [6, 61]. Причинами, що викликають розкид швидкостей ЕП, є ефект анодної лінзи, просторовий заряд, шорсткість катода, розкид теплових швидкостей і так далі. В [6, 20] було показано, що в ЕОС, що використовуються в клінотронах, поздовжній розкид швидкостей по перетину пучка становить 0,3-2%. Зі збільшенням об'ємного заряду розкид швидкостей ще більше збільшується і ускладнюється через діакотронний ефект, і для його розуміння потрібно ретельне тривимірне моделювання руху частинок. Питання про вплив розкиду швидкостей на вихідні параметри клінотрона досі мало вивчений. Оскільки основною відмінністю між ЛЗХ і клінотроном є нахил ЕП до гребінки [6, 25, 26, 59], розкид швидкостей по товщині ЕП призводить до того, що пучок з різною швидкістю падає на гребінку в різних поздовжніх положеннях (взаємодія різних швидкісних слоїв ЕП з ВЧ полем розподілено в просторі взаємодії). Отже, поведінка клінотрона і ЛЗХ з багатопозиційними ЕП може бути абсолютно різною. Розподіл розкиду швидкостей в поперечному перерізі ЕВ може бути досить складним через безліч причин.

4.1. Електронно-оптичні системи клинотронів ТГц діапазону

Електронна гармата в клинотроні формує електронний пучок без стиснення і має дуже просту конструкцію (рис. 4.1). Вона складається з термоелектронного катода з блоком розжарювання і молібденовим анодом з прямокутним отвором, який утворює анодну лінзу.

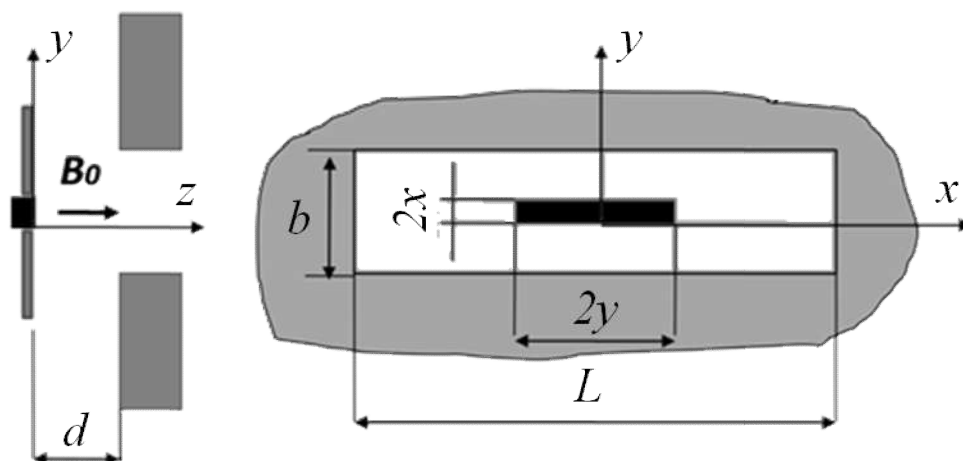


Рисунок 4.1 – Схема електронно-оптичної системи клинотрона: 1 – катод, 2 – емітер, 3 – анод, 4 – анодна апертура

Для фокусування електронного пучка використовується зовнішнє магнітне поле з магнітною індукцією до 1,2 Тл [58]. У клинотронах використовуються два типи розжарювання. Перший - коли теплова енергія передається від спіралі нагрівача до катода за допомогою з'єднання $Al_2O_3 + Y_2O_3$. Інший - коли катод нагрівається опосередковано електронним потоком. Цей потік створюється додатковим вольфрамовим спіральним катодом прямого розжарювання, який розташований за ведучим. Обидві схеми засновані на імпрегнованому катоді зі спеченим вольфрамом і складом $BaCO_3 / CaCO_3 / Al$. Перетин області, що випромінює може бути визначено в межах $0,1 - 0,15 \text{ мм} \times 2 - 2,5 \text{ мм}$. На рисунку 4.2 показані катод і його емісійні властивості разом з часом життя отримані експериментально в відділі вакуумної електроніки ІРЕ ім. О. Я. Усикова. Електронна гармата в клинотроні працює в режимі температурного обмеження.

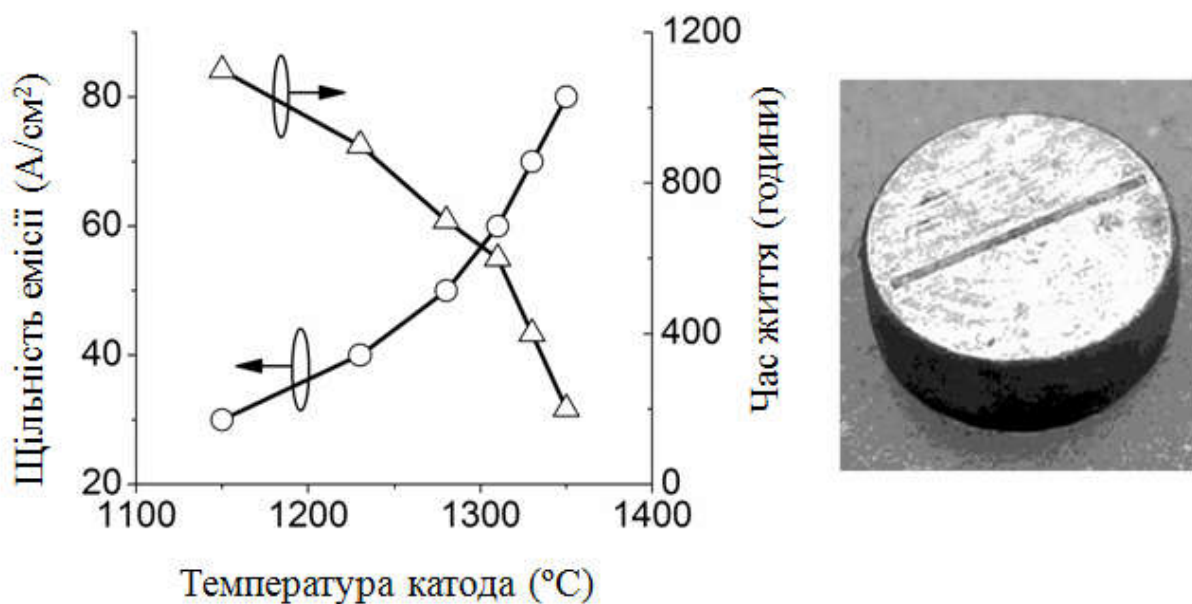


Рисунок 4.2 – Функція щільності емісії катода і залежність часу життя від температури катода. Вставка: імпрегнований катод з площею, яка емітує $0,14 \times 2,5 \text{ мм}^2$ [10]

В роботі [116] проведено дослідження несиметричних ЕОС для формування стрічкового ЕП, та отримано підвищення вихідної потужності при зменшенні магнітного поля, що фокусує. Це відбувається за рахунок того, що при зменшенні магнітного поля, що фокусує радіус спіралей за якими рухаються верхні шари товстого ЕП збільшується, а отже електрони верхніх шарів перебувають деякий час в більш інтенсивному полі.

4.2. Траскторний аналіз руху стрічкового пучка в ТГц клінотроні

Було проведено обчислення електронної гармати клінотрона в разі 2-D і припущення про фіксовану емісію. Відстеження частинок здійснюється за допомогою самоузгодженого рішення рівнянь руху частинок і рівняння Пуассона [117]. Ітераційний підхід застосовувався для методу кінцевих різниць з релаксацією. Магнітне поле, що фокусує було представлено через поліноміальну функцію, що описує розподіл поля вздовж осі симетрії системи. Компоненти поля в точці, розташованій поза віссю симетрії, обчислювалися з рішенням задачі Коші для рівняння Лапласа [117]. Рівняння руху частинок були інтегровані чисельно з

розкладанням в ряд Тейлора. На рисунку 4.3 показані траєкторії електронів стрічкового електронного пучка, який спрямований однорідним магнітним полем 0,42 Тл. Електрони, що випромінюються площею $0,14 \times 2,5$ мм², прискорюються електричним потенціалом 3 кВ. Струм емісії становить 150 мА. У розрахунку розглядаються 200 ліній пучка і 0,5 млн. вузлів. Тут також показаний розподіл щільності струму в поперечному перерізі пучка, отриманий з моделювання. Видно, що амплітуда пульсацій пучка становить 23 мкм для цих умов. Моделювання показує зменшення пульсації до 10 мкм, зі збільшенням поля, що фокусує до 0,8 Тл для цієї конструкції електронної гармати. Таким чином, з урахуванням параметрів роботи пучка електрони можуть ефективно взаємодіяти з електромагнітним полем, яке знаходиться в межах шару 100-мкм над поверхнею гребінки для частоти 0,34 ТГц.

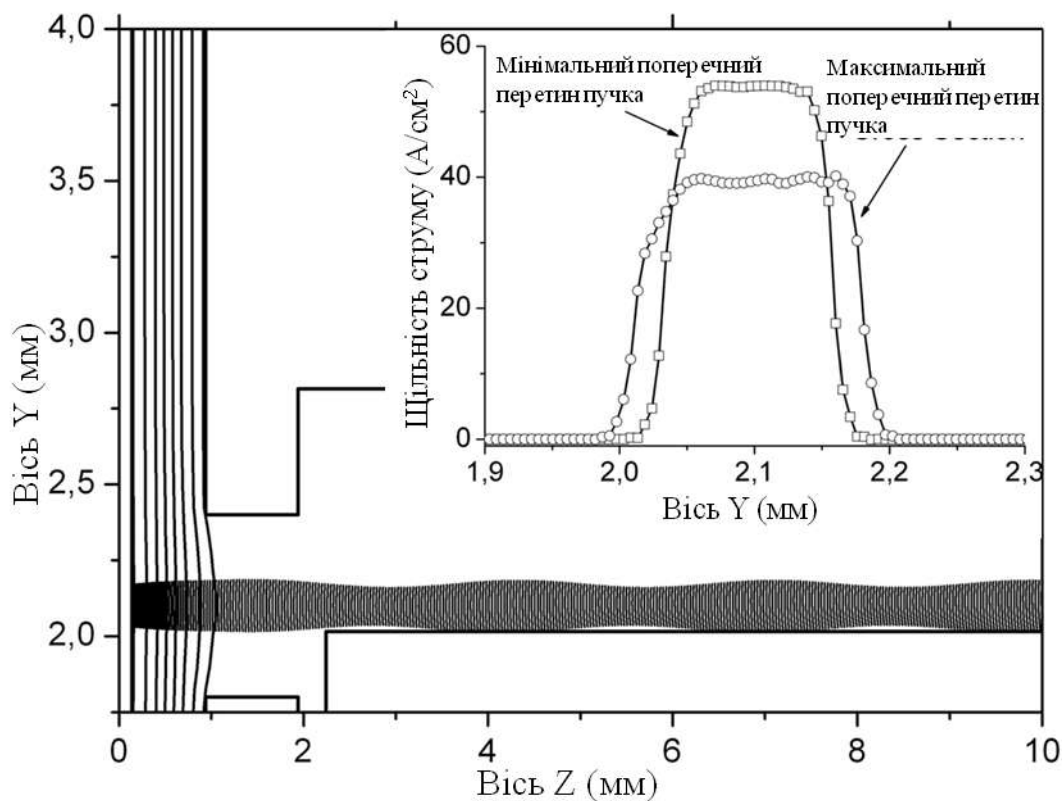


Рисунок 4.3 – Електронний потік і екіпотенціальні лінії в області анодної лінзи. Вставка: розподіл щільності струму на осі у електронного потоку. Ці результати розраховані для рівномірного розподілу магнітного поля, що фокусує з індукцією 0,42 Тл [10]

Серед численних вимог до джерел електромагнітного ТГц випромінювання важлива висока стабільність робочої частоти $\delta f/f$. Таким чином, частотна роздільна здатність ТГц - спектрометрів залежить від стійкості генератора [118, 119].

Лампи зворотної хвилі (ЛЗХ) і аналогічні вакуумні електронні пристрої, як і раніше є найбільш перспективними для широкого застосування в ТГц технології завдяки компактним розмірам і простоті в експлуатації. Крім того, коливання в пристроях подібних до ЛЗХ не є повністю когерентними. Таким чином, ЛЗХ серії ОУ мають $\delta f/f=10^{-4}-10^{-5}$ [120], що гірше сучасних компактних гіротронів, що застосовуються для ДПЯ в ЯМР - спектроскопії [121]

Добре відомо, що частота збудженого електромагнітного випромінювання в пристрої подібному до ЛХЗ визначається умовою синхронізму електронного потоку з поверхневою хвилею [6]. У кращому випадку всі електрони в пучку мають однакову поздовжню швидкість, щоб досягти фазового групування в високочастотному електромагнітному полі. Тому будь-яка дія викликає розкид швидкостей, що призводить до розширення спектральних ліній. Повинні враховуватися такі ефекти, як випадкова модуляція струму пучка через мерехтіння катоду та релаксаційні коливання, що забезпечують флуктуації щільності струму електронного пучка. З одного боку, релаксаційні коливання збуджуються через вторинну емісію електронів з поверхні електродів і структури, що сповільнює за рахунок перехоплення частинок пучка. З іншого боку, в той час коли внутрішній тиск в лампі досить великий, молекули залишкових газів іонізуються пучком. Також мають сильний вплив на якість пучка ефекти анодної лінзи і кулонівської сили.

Отже, важливі теоретичні і експериментальні дослідження спектрів коливань реальних вакуумних електронних пристроїв. Виходячи з цих результатів, паразитні ефекти, що викликають розширення спектральної лінії, можуть бути зведені до мінімуму. Пристрої з поліпшеними спектральними параметрами можуть використовуватися в компактних ТГц - модулях для спектроскопії та бачення.

Проведено аналіз відстеження частинок стрічкового електронного пучка для клінофона. Досліджено значення поздовжнього розкиду швидкості в області електронно-хвильової взаємодії.

Аналіз відстеження частинок заснований на самоузгодженому ітераційному рішенні рівняння Пуассона і рівняннях руху заряджених частинок [117]. Цей підхід враховує пониження електричного потенціалу через вплив просторового заряду. Тиск залишкових газів в клінотроні краще, ніж 10^{-7} - 10^{-6} торр. Тому не будемо розглядати вплив іон-електронної взаємодії в моделі електронного пучка. Метод кінцевих різниць використовується для оцінки розподілу електричного потенціалу в моделі клінотрона. Ітераційний підхід був застосований для методу кінцевих диференціалів з релаксацією. П'яти точкова схема кінцевих різниць використовується разом з регулярною шестигранною сіткою. Похибка різницевої апроксимації зменшуються з дрібною сіткою. У той же час, чим більше число ітерацій, тим менше обчислювальна помилка. Поведінка збіжності, отримана в ході моделювання показана на рис. 4.4.

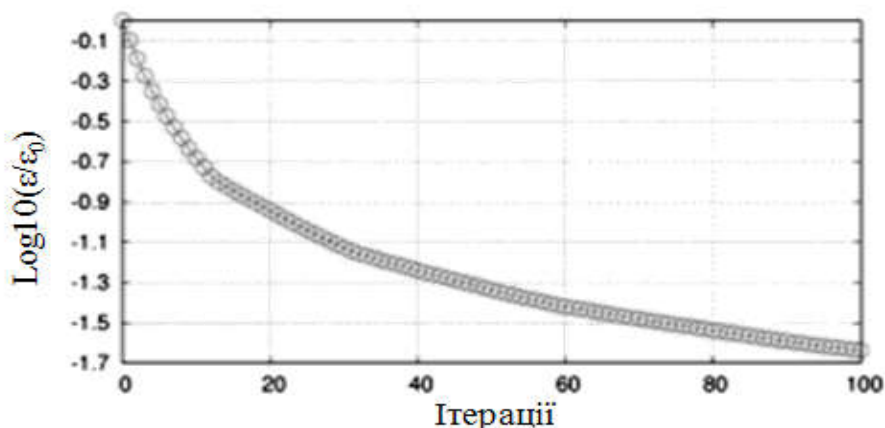


Рисунок 4.4 – Поведінка збіжності для процедури моделювання [20]

Враховується випадок обмеження по температурі емісії катода. Для опису стрічкового електронного пучка використовуються дискретна модель [117]. Відповідно до моделі, електронний пучок ділиться на кінцеве число точкових джерел. Електричний струм кожного точкового джерела I_i визначається з площі поверхні емітера, загальної кількості точкових джерел і сумарного струму пучка. Припустимо розподіл щільності струму на емітер постійним. Умова безперервності електричного струму виконується, поки I_i постійний. Рівняння руху частинок Ньютона розв'язуються чисельно методом Рунге-Кутта четвертого порядку [117]. Саме магнітне поле електронного пучка до уваги не береться через малий струм

пучка і в разі не релятивістського випадку. Просторовий заряд електронних частинок визначається в вузлах сітки як:

$$Q_A = I_t dt \left(1 + d1 \sum_{i=2}^8 1/di \right)^{-1} \quad (4.1)$$

В (4.1) dt - часовий крок інтегрування рівняння руху; змінна $d1$ - це відстань від середини шляху заряджених частинок, що знаходиться всередині даної комірки, до вузла, де в даний час визначається об'ємний заряд; змінна di аналогічна відстані до інших вузлів комірки. Тривимірний куб і основні параметри показані на рисунку 4.5.

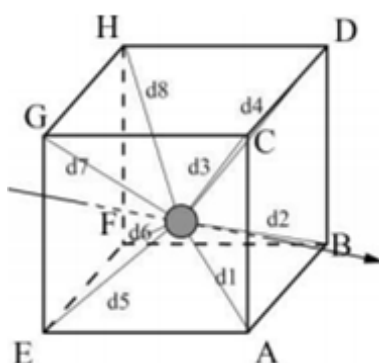


Рисунок 4.5 – Пояснення розрахунку просторового заряду в тривимірних комірках сітки [20]

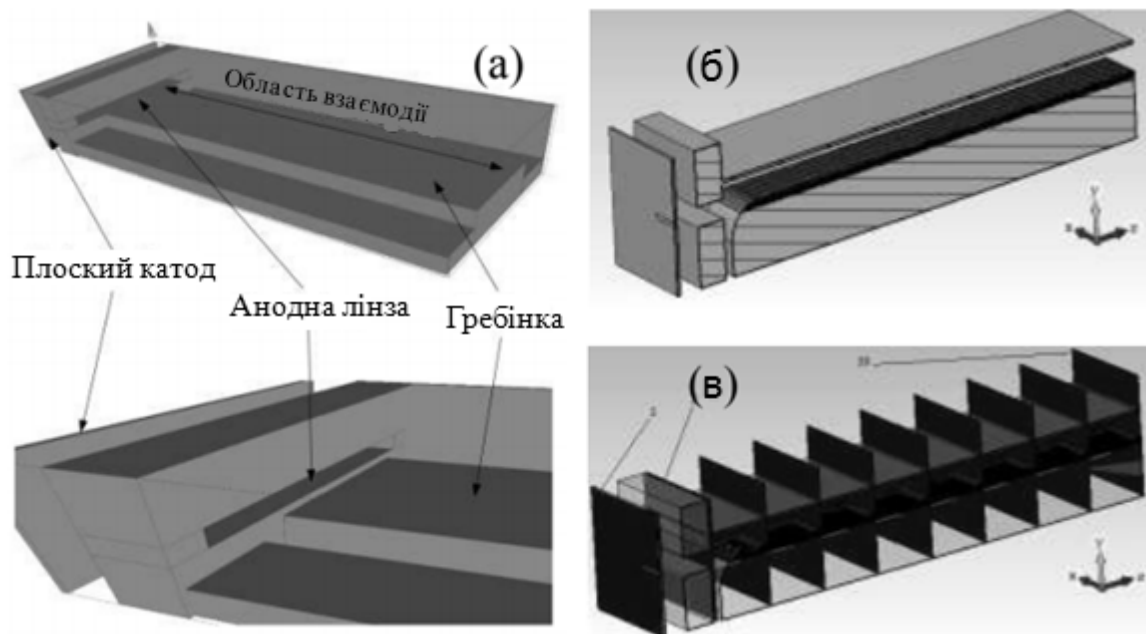


Рисунок 4.6 – Тривимірні моделі клінодрона, розроблені нашим програмним забезпеченням (а) і CST Particle Studio (б). Позиції 2D моніторів уздовж осі z в моделі CST PS (в) [20]

Візуалізація моделі клінотрона для наших розрахунків представлена на рисунку 4.6 а. В ній використовується регулярна гексаедрична сітка з 1,35 млн. вузлами. Розміри комірок становлять $0,04 \times 0,025 \times 0,04$ мм³. Результати, представлені для наших розрахунків, порівнюються з моделюванням аналогічної моделі з CST Particle Studio [122]. Там використовується фіксована емісія струму. Електронний пучок описується 30500 точковими джерелами. Шестигранна сітка містить 5,7 млн. елементів. Теплові швидкості електронів на катоді не враховуються. Модель клінотрона в CST PS показана на рис. 4.6 б, в.

Монітори які відстежують позиції частинок, швидкості, розкид, розподіл електричного потенціалу і розподіл об'ємного заряду в декількох площинах x , y і z , показані на рисунку 4.6 в.

Електрони зазнають збурення поперечних швидкостей, головним чином, через вплив, як анодної лінзи, так і об'ємного заряду, а початкові теплові швидкості дорівнюють нулю. Розрахований розподіл електричного потенціалу в області анодної лінзи клінотрона представлено на рисунку 4.7. Видно, що ширина анодної лінзи перевищує ширину поверхні, що емітує. Отже, статичне електричне поле можна вважати однорідним уздовж осі x . Отже, електрони, які рухаються через анодну лінзу, в основному отримують збурення поперечних швидкостей V_y .

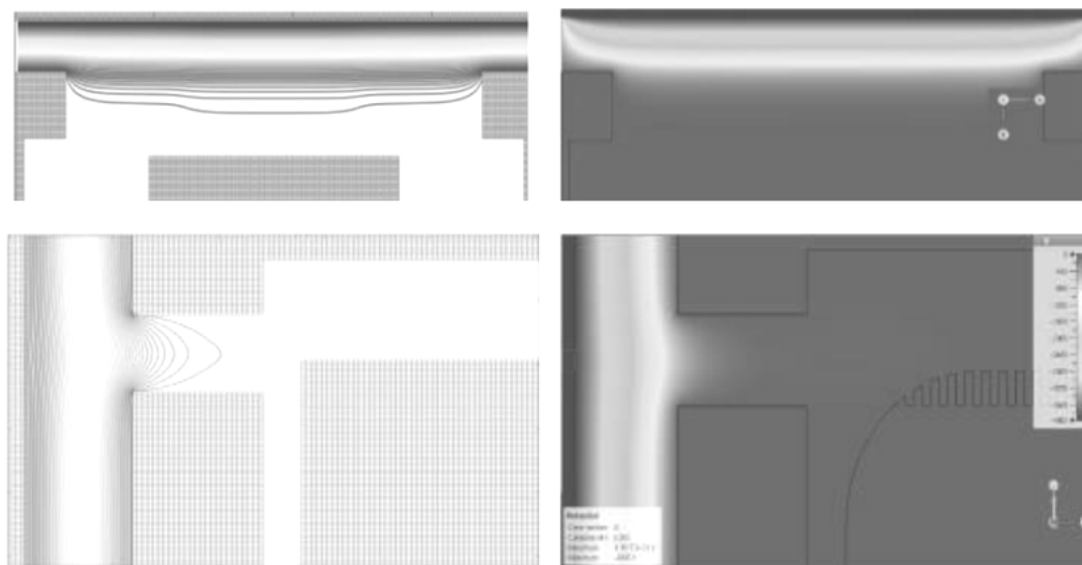


Рисунок 4.7 – Розподіл електричного потенціалу в області анодної лінзи розрахований нами і в коді CST PS [20]

Поперечні імпульси, що виникають через вплив анодної лінзи, призводять до поперечного дрейфу електронів і спотворення форми електронного пучка вздовж напрямку поширення пучка. Еволюція профілю пучка показана на рисунку 4.8. Тут чітко видно округлення країв пучка і перехоплення частинок гребінчастою структурою. Значні спотворення спостерігаються на відстані більше 20 мм. Ці ефекти призводять до нерівномірного розподілу щільності струму в області високочастотного поля.

Традиційна довжина простору електронно-хвильової взаємодії в клінозоні становить менше 20 мм. Відповідно до моделюванням розглянуті параметри роботи є недостатніми для значної діокотронної нестійкості в клінозоні.

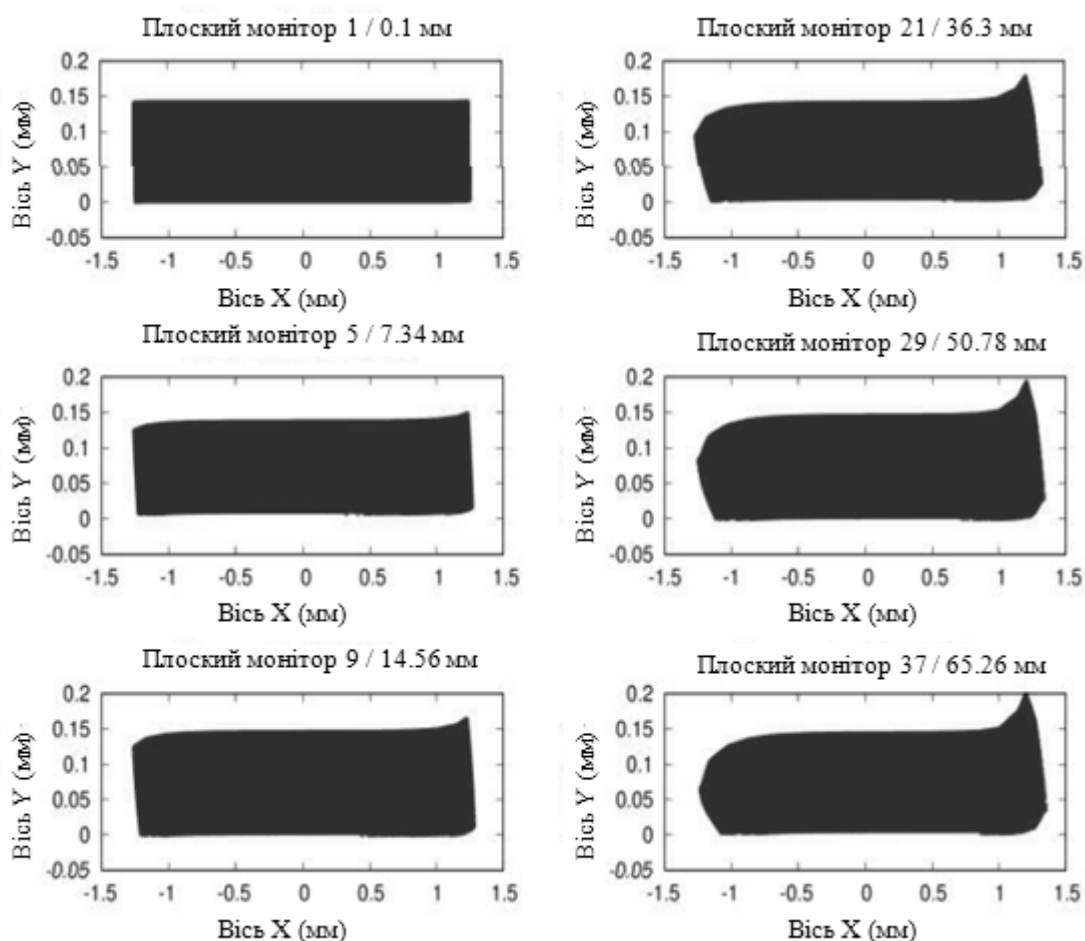


Рисунок 4.8 – Еволюція профілю пучка вздовж відстані взаємодії z . Струм пучка становить 140 мА. Напруга катода і поле фокусування складають – 4 кВ і 1 Тл відповідно. Площина $y = 0$ мм відповідає поверхні гребінки [20]

На додаток до поперечного дрейфу анодна лінза забезпечує розкид швидкості електронів в пучку. Розкид швидкості, розрахований для площин $x = 0$ мм і

$y = 0,07$ мм, представлений на рис. 4.9, як функція первіансу. Ефект просторового заряду дуже малий, в той час, як первіанс менше $0,1 \text{ мкА/В}^{3/2}$. У цьому випадку розкид швидкості складає $0,02\%$ і описує вплив анодної лінзи. Як правило, клінотропи працюють з первіансом $0,2\text{-}2 \text{ мкА/В}^{3/2}$. Це відповідає розкиду $0,06\text{-}0,12\%$. Частинки електронів на кордонах пучка з високою швидкістю V_y враховуються в площині x . Тому розкид відрізняється в площинах x і y .

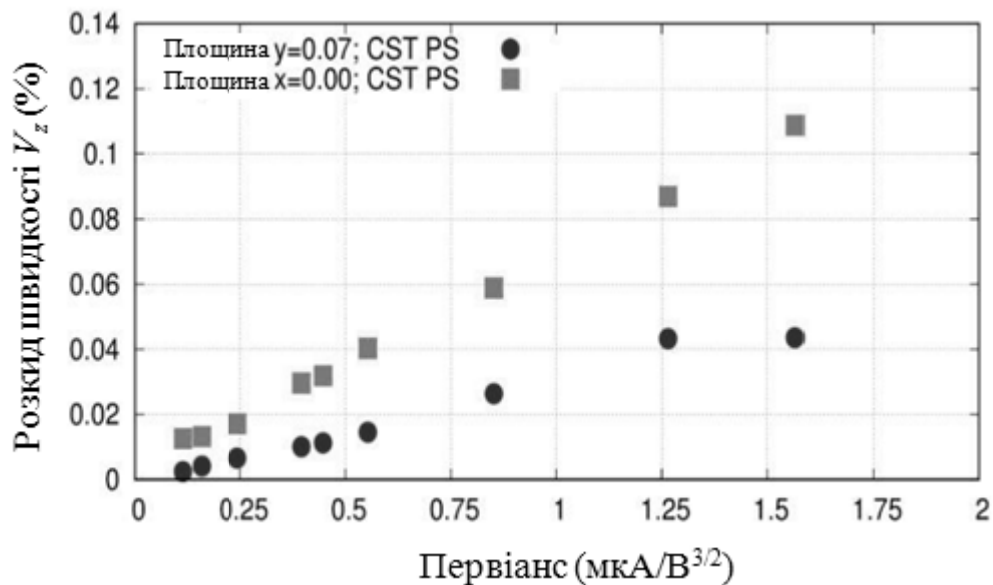


Рисунок 4.9 – Розкид поздовжніх швидкостей V_z , як функція первіансу. Індукція поля, яке фокусує дорівнює 1 Тл [20]

Моделювання показує, що нерівномірний розподіл швидкостей електронів вздовж осі y пов'язано також з внеском дії поверхні гребінки на заряджені частинки (рис 4.10). Об'ємний заряд переважає над електричним потенціалом в області електронного пучка. Отже, з'являється додаткове електричне поле. Це електричне поле прискорює електрони в нижніх шарах електронного пучка. Вплив поля зменшується уздовж висоти пучка за рахунок ефекту екранування електронами. Тому поздовжня швидкість зменшується в напрямку y .

Зменшення електричного потенціалу залежить від щільності електричного просторового заряду. Зазвичай щільність просторового заряду зменшується, а середня швидкість частинок збільшується. Розрахунки показали, що різниця між поздовжніми швидкостями верхньої і нижньої частини пучка зменшується зі

збільшенням потенціалу, який прискорює. Електричний потенціал, розрахований в області електронно-хвильової взаємодії клінодрона, показаний на рисунку 4.10.

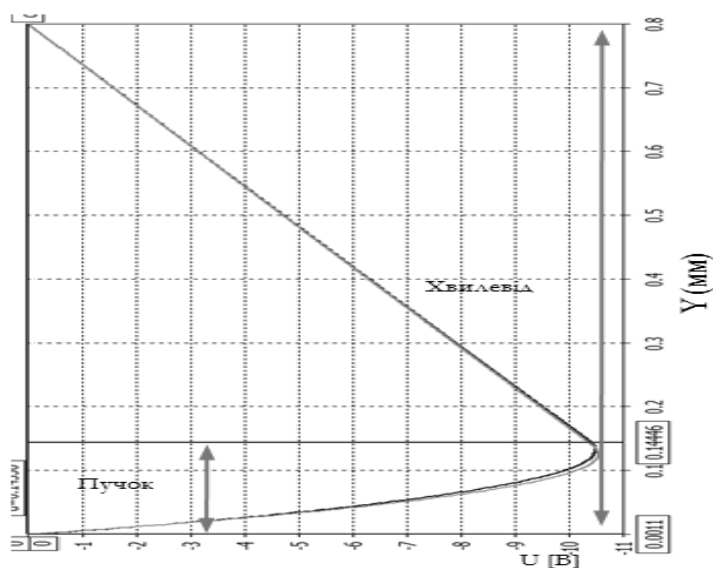


Рисунок 4.10 – Провисання електричного потенціалу в просторі взаємодії.

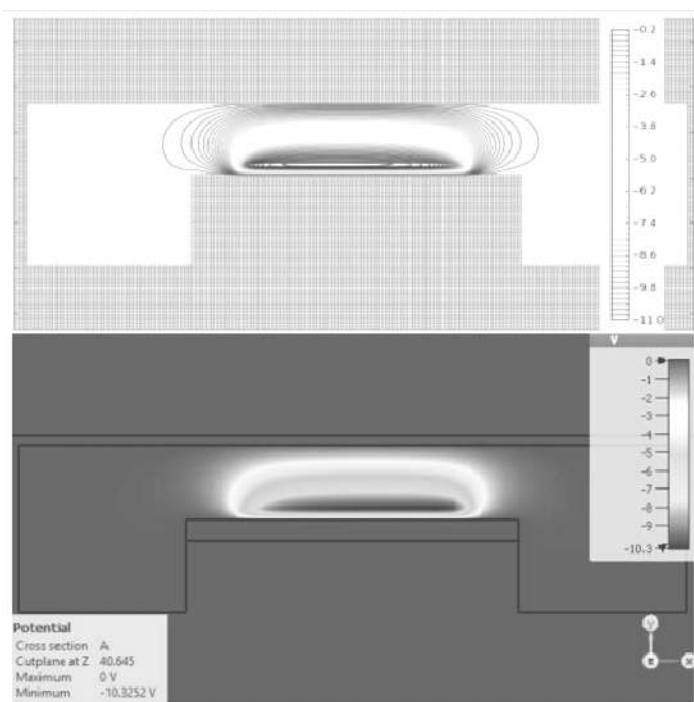


Рисунок 4.11 – Зменшення електричного потенціалу через заряд електронного пучка. Розподіл розрахований нами та кодом CST Particle Studio. Струм пучка становить 140 мА, катодна напруга – 4,0 кВ, поле, що фокусує 1,0 Тл [20]

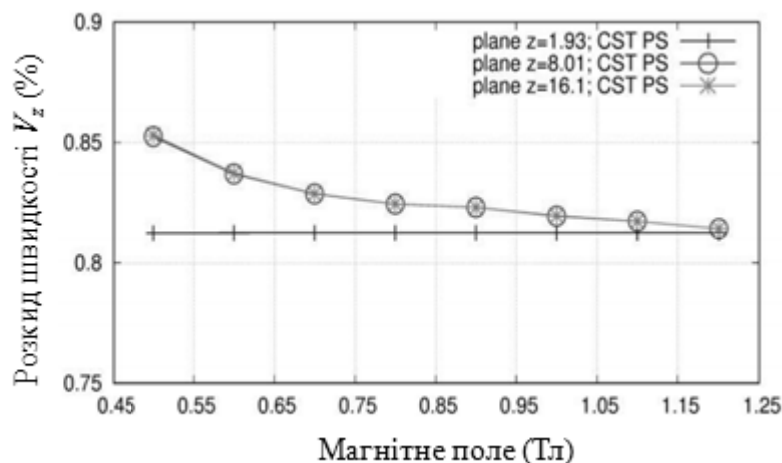


Рисунок 4.12 – Розкид поздовжніх швидкостей V_z в залежності від індукції поля, що фокусує, моделюється для площин, перпендикулярних поширенню пучка.

Максимальний первіанс становить $0,766 \text{ мкА/В}^{3/2}$ [20]

Вплив величини магнітного поля, що фокусує на поздовжній розкид швидкостей показано на рисунках 4.12 і 4.13. Монітор $z = 1,93$ мм розташований на виході анодної лінзи і описує розкид швидкості через вплив лінзи. Було згадано вище, що теплові швидкості електронів не враховуються в моделі емісії. Отже, розглянутий розкид не змінюється з величиною поля, що фокусує.

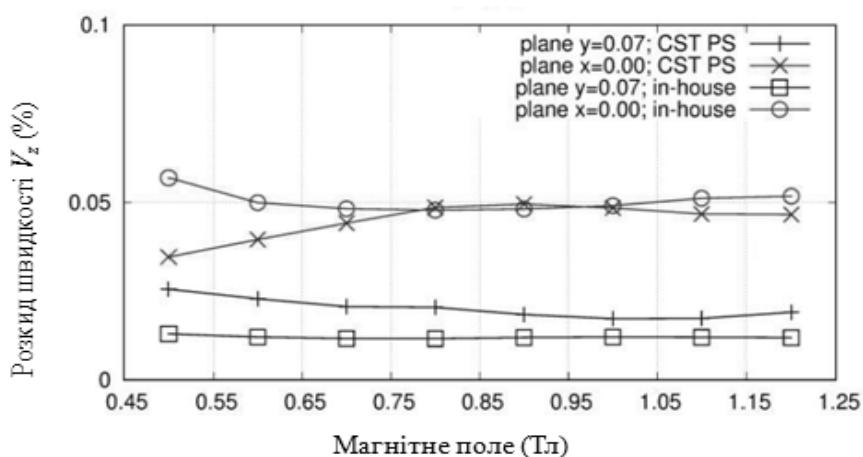


Рисунок 4.13 – Розкид поздовжніх швидкостей V_z в залежності від індукції поля, що фокусує, розраховане для центральних площин пучка. Максимальний первіанс

становить $0,676 \text{ мкА/В}^{3/2}$ [20]

Розкид швидкості, розрахований для плоских моніторів в області взаємодії, також малий і змінюється незначно. Їх поведінка демонструє компенсацію ефекту просторового заряду при збільшенні магнітного поля, що фокусує. Компенсація

просторового заряду має місце, коли поле фокусування досягає 1,15-1,25 Тл. Розкид швидкості, розрахований для центральних площин ($x = 0,0$ і $y = 0,07$), значно нижче, ніж вже описано, через те, що діакотронні спотворення там не розглядалися. Задовільну згоду між CST PS і нашими розрахунками представлено на рисунку 4.13.

Розрахунки показують, що значення розкиду швидкості зменшується до 0,02-0,01 %, коли пучок поширюється в клінотронному режимі. Мабуть, це пов'язано з перехопленням електронів поверхнею гребінки і, як наслідок, зменшенням відхилення швидкості за рахунок вилучення частинок з високою швидкістю обертання.

4.3 Підвищення ефективності електронно-хвильової взаємодії у разі використання несиметричної електронної оптики

На практиці виготовлення ЕОС ТГц діапазону досить складне завдання і неточності юстирування катодного вузла викликані різного роду факторами призводять до спотворень профілю ЕП, що формується. Відсутність осесиметричності емітера щодо анода призводить, як до спотворення профілю ЕП так і до появи розкидів поздовжніх швидкостей електронів в пучку.

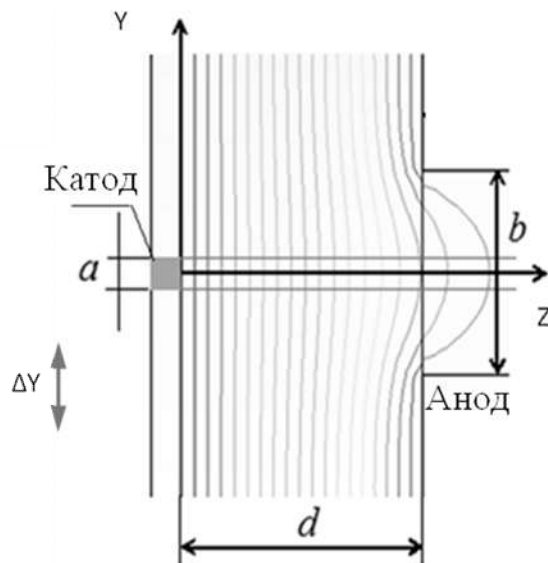


Рисунок 4.14 – Електронно-оптична система для формування стрічкового ЕП. a – ширина емітера, b – ширина анодної лінзи, d – відстань анод-емітер, ΔY – зсув катоду відносно осі симетрії анодної лінзи

Була розглянута діодна ЕОС для формування стрічкового ЕП, яка представлена на рисунку 4.14. Для даної ЕОС був проведений траєкторний аналіз руху електронів в кінцевому постійному магнітному полі в двомірному наближенні. Моделювання проводилося при зсувах катода щодо осі симетрії анода на величину $\Delta Y = \pm 0,2$ мм. В ході моделювання отримано розподіл електронів по поздовжній швидкості по товщині пучка викликане провисанням потенціалу в області анодної лінзи. І виявлені випадки швидкісного розподілу електронів по товщині пучка, які представляють вагомий інтерес в розгляді з точки зору електронно-хвильової взаємодії. Результати моделювання представлені на малюнках 4.15 - 4.16.

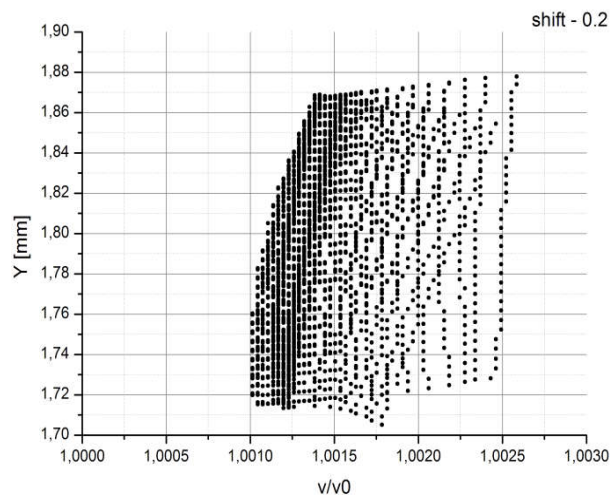


Рисунок 4.15 – Розподіл електронів по поздовжніх швидкостях по товщині пучка в площині після проходження анодної лінзи, $\Delta Y = -0,2$ мм, кліноотронний кут $0,1^\circ$

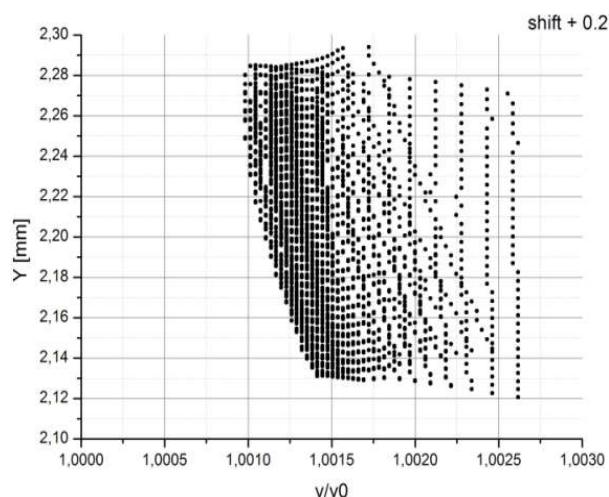


Рисунок 4.16 – Розподіл електронів по поздовжніх швидкостях по товщині пучка в площині після проходження анодної лінзи, $\Delta Y = +0,2$ мм, кліноотронний кут $0,1^\circ$

Також проведений аналіз траєкторії електронів в разі осесиметричного розташування катода і анода, виконаний в CST PS [122], показує, що ЕОС, що використовуються в клінотронах [6, 111], утворюють ЕП з розкидом повздовжніх швидкостей по товщині до $\Delta\beta/\beta_0 = 0,002 - 0,02$ (рис. 4.17).

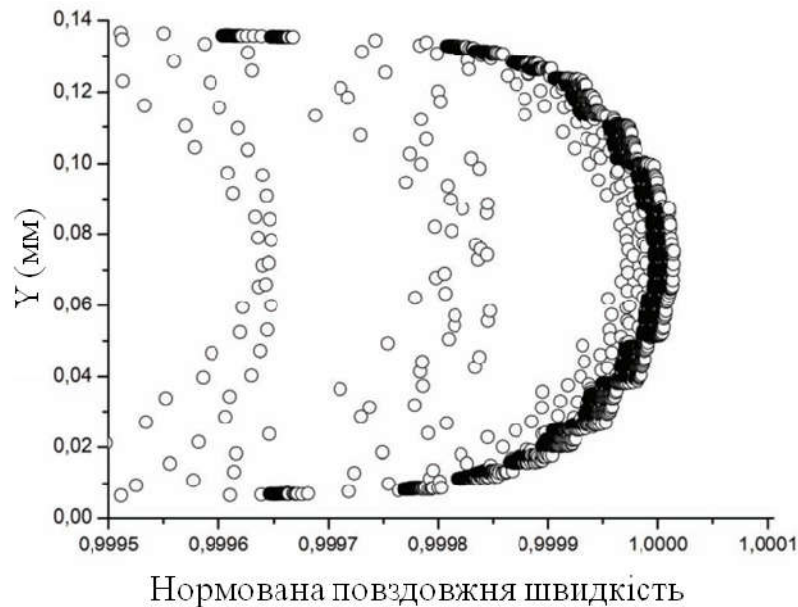


Рисунок 4.17 – Нормована поздовжня швидкість ЕП в порівнянні з поперечним положенням. Параметри ЕП наступні: $I = 140$ мА, $U = 4$ кВ, $B = 1$ Тл. Анодна лінза має висоту 0,6 мм [19]

Конструкція клінотрона, розробленого і випробуваного для діапазону 300 ГГц, використовується для моделювання ефекту розкиду швидкостей. Резонатор клінотрона містить гребінку з періодом $p = 0,1$ мм і глибиною канавки $h = 0,17$ мм [111]. Передбачається, що досліджуваний ефект розкиду швидкостей є сильним для нерезонансної порожнини, що може бути забезпечено в декількох випадках, наприклад: 1) високі омичні втрати, які зберігаються для суб-ТГц і ТГц діапазонів при відносно довгій гребінці і для умови синхронізму, досить близького до π -фазового зсуву і 2) в разі ідеального поглинача в кінці гребінки. Щоб відповідати першій умові, було розглянуто ЕП з напругою, що прискорює 9 кВ і встановлена провідність гребінки $1,8 \times 10^7$ См / м, що відображає роль шорсткості поверхні і теплові ефекти в зниженні провідності міді. [9, 111]. Експериментально відомо, що ефектом поперечного руху частинок можна знехтувати в ТГц клінотронах в разі магнітного поля, що фокусує вище 1,2 Тл [6]. Крім того, передбачувані параметри

пучка ($I = 200$ мА, $U = 9$ кВ і $a = 0,1$ мм) відповідають полю Бріллюена, що фокусує $0,95$ Тл. Оскільки розглядаються двомірний ефект, встановлюємо магнітне поле, як 2 Тл в 3-D моделювання, щоб уникнути ефектів просторового заряду і пульсації ЕП і припустити відсутність розподілу теплової швидкості.

Для проведення розрахунків встановлено п'ять емітерів (джерел електронів) (товщина пучка $a = 5$ і $e_m = 0,1$ мм, де e_m - одна висота емітера) і встановлено різні початкові швидкості для кожного джерела частинок, щоб враховувати розкид швидкостей по поперечному перерізі ЕП. Як було сказано вище, реальний розподіл швидкостей по перетинах ЕП може бути досить складним. Тут вивчаємо електронно-хвильовий взаємодія і роботу клінофона з розподілом швидкості по товщині ЕП через зсув поверхні емітера щодо анодної лінзи (рис. 4.14).

Щоб зрозуміти основні ефекти розподілу швидкості на роботі клінофона, ми апроксимуємо поперечний розподіл лінійною залежністю [60]

$\beta_z(y) = \beta_0 + |\Delta\beta| \frac{(y - y_0)}{a}$, де a - товщина ЕП, для наступних трьох випадків (рис. 4.18).

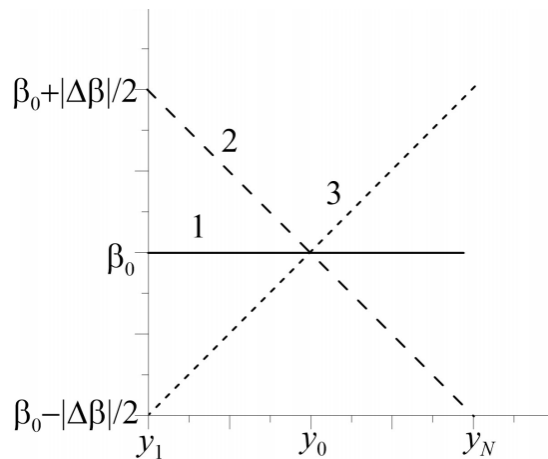


Рисунок 4.18 – Три розглянуті випадки розкиду поздовжньої швидкості. Тут позиція y_0 - координаті центра ЕП, а y_1 та y_N - координати нижніх та верхніх границь ЕП відповідно [19]

Випадок 1: Одношвидкісний ЕП виникає в симетричній «ідеальній» електронній гарматі: $\Delta\beta = 0$ і $\beta(y) = \beta_0$.

Випадок 2: Несиметричний ЕП, коли нижній шар є найшвидшим, а швидкість наступного шару зменшується до верхньої межі. Такий розподіл може бути реалізовано, коли нижня половина симетричного ЕП (рис. 4.17) відрізана або коли катод зміщений вгору щодо анода (рис. 4.16) [6]: $\beta_z(y) = \beta_0 - \Delta\beta \frac{(y - y_0)}{a}$ та $\Delta\beta < 0$.

Випадок 3: Несиметричний ЕП, коли верхній шар є найшвидшим, а швидкість наступного шару зменшується до нижньої межі. Такий розподіл, протилежне випадку 2, може бути реалізовано, коли верхня половина симетричного ЕП (рис. 4.17) відрізана або коли катод зміщений відносно анода (рис. 4.15):

$$\beta_z(y) = \beta_0 + \Delta\beta \frac{(y - y_0)}{a} \text{ та } \Delta\beta > 0.$$

Розглядається збудження плоскої СС похилим стрічковим електронним пучком [23, 30, 111]. Для теоретичного аналізу використовувалися рівняння збудження зворотної хвилі [49] і тривимірне рівняння руху електронів з постійним кінцевим магнітним полем, що фокусує

$$\begin{aligned} v_{gr}^{-1} \frac{\partial C_{p,-1}^-}{\partial t} - \frac{\partial C_{p,-1}^-}{\partial z} + \gamma C_{p,-1}^- &= \frac{2}{N_{-p}} \int_S \overline{j(t) \vec{E}_{-p}^*} e^{i\omega t} dS \\ \frac{d\vec{v}_i}{dt} &= \frac{-e}{m} \left\{ \text{Re } \vec{E} + \frac{[\vec{v}_i \times (\vec{y}B \cos \alpha - \vec{z}B \sin \alpha)]}{c} \right\} \\ |\vec{v}_i|_{(z=0)} &= v_e = \beta c \\ \vec{j}(r, t) &= \frac{2\pi J}{\omega N} \sum_{i=1}^N \vec{v}_i(r, t) \delta(r - r_i) \end{aligned} \quad (4.2)$$

де γ - згасання, v_{gr} - групова швидкість хвилі, а N_p - норма р-й хвилі, $j(t)$ - платність струму ЕП, N - число великих частинок, де v_e - швидкість ЕП, L - довжина гребінки, B - статичне магнітне поле, α - кут нахилу ЕП до гребінки (кліноотронний кут). Сумарне електричне поле є сумою полів збудженої хвилі СС і просторового заряду

$$\vec{E} = e^{-i\omega t} \sum_n \left[C_{pn}^-(z, t) \vec{E}_{-pn}(y, k) e^{-ik_{pn}z} \right] + E_{sp} \quad (4.3)$$

де E_{sp} - поле просторового заряду $E_{sp} = \text{grad}(U)$, де U – розподіл потенціалу.

Зауважимо, що тут ми припустили, що в області колектора відбиття не відбувається, і розглянуте рівняння збудження для нерезонансного випадку.

Основною відмінністю рівняння руху клінотрона від рівняння ЛЗХ є кут α , який призводить до того, що електрони перетинають гребінку. Нахил ЕП з розкидом швидкості по його товщині викликає випадок взаємодії шарів з різними поздовжніми швидкостями з ВЧ-полем різної амплітуди на довжині гребінки.

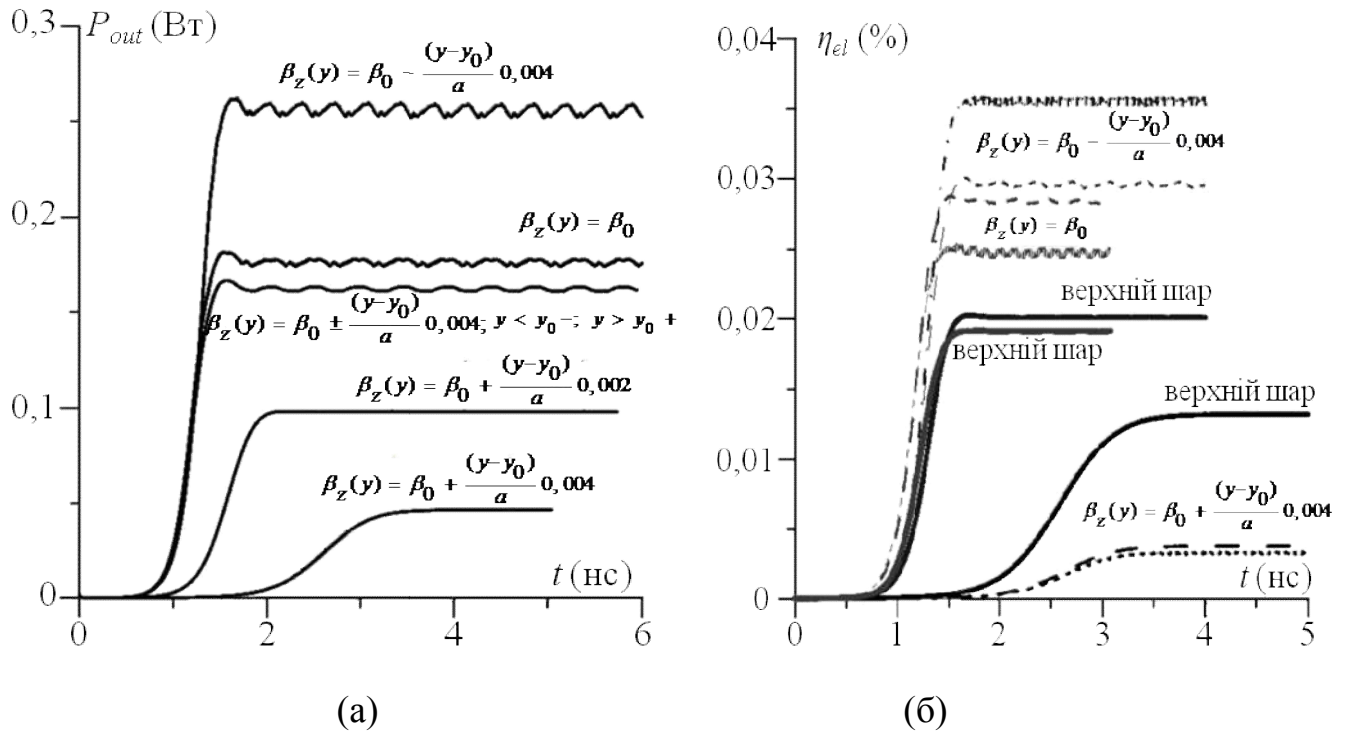


Рисунок 4.19 – Перехідні процеси в клінотроні на 300 ГГц. Вихідна потужність (а) для різних випадків розкиду (б) та електронний ККД для скоростей верхнього, середнього та нижнього слоїв при різних випадків розкиду. $\alpha = 0,3^\circ$, $I = 0,17$ А [19]

Моделювання проводилося для клінотрона на 300 ГГц [5] з періодом гребінки $l = 0,1$ мм і висотою канавки $h = 0,17$ мм в припущенні навантаження, що поглинає в області колектора. На рис. 4.19 (а) показані перехідні процеси вихідної потужності різного розподілу розкиду поздовжніх швидкостей (рис 4.20), коли струм ЕП становить $I = 170$ мА, а клінотронний кут дорівнює $0,3^\circ$. Можна бачити, що найвища вихідна потужність спостерігається в разі несиметричного ЕП, коли нижній шар є найшвидшим, а верхній шар найповільнішим, швидкість збільшується від нижнього до верхнього шару. Рівень вихідної потужності в разі одношвидкісного пучка близький до симетричного ЕП. Розподіл електронного ККД по шарам, показаний на

рис. 4.19 (б) пояснює залежності на рис. 4.19 (а). Різниця в ефективності шарів, що падають на гребінку поблизу її кінця (у другій частині), невелика. Однак, електронний ККД для нижніх шарів падаючих на гребінку в першій частині, де амплітуда ВЧ поля вище через порушення зворотної хвилі, сильно відрізняється.

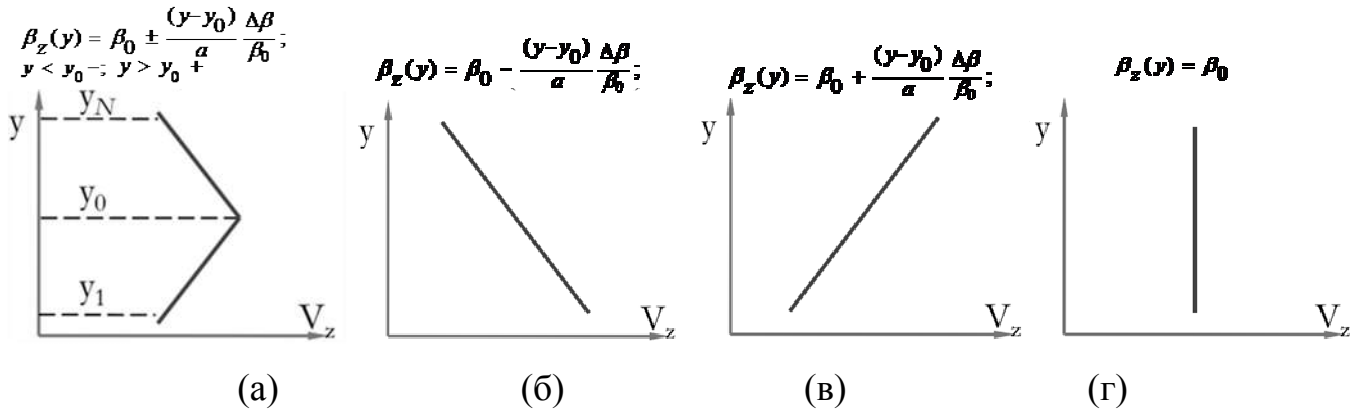


Рисунок 4.20 – Розподіл розкиду поздовжніх швидкостей по товщині пучка, що розглядаються в розрахунках [19]

На рисунку 4.21 зображено розподіл поля поверхневої хвилі вздовж СС, що збуджується в клінотроні ТГц діапазону довжин хвиль розрахований за допомогою CST Particle Solver. З рисунку видно, що верхні шари взаємодіють з високочастотним полем низької амплітуди, тоді як нижні шари взаємодіють з високочастотним полем більшої амплітуди. Внесок нижніх шарів в разі, коли вони швидше, набагато сильніше, ніж в протилежному випадку. Пояснення цієї поведінки може лежати в основі залежності оптимальної неузгодженості швидкості пучка та хвилі від амплітуди радіочастотного поля. Для кращого розуміння цього ефекту на рис. 4.22 показано добре відому залежність ефективності взаємодії пучка з хвилею для рівномірного розподілу ВЧ-поля і неузгодженого ЕП від неузгодженості по швидкості для двох значень амплітуди поля з використанням нелінійної теорії ЛБХ [43, 49]. Видно, що зі збільшенням амплітуди ВЧ поля збільшується невідповідність оптимальної швидкості. Отже, в клінотроні, коли нижні шари швидше (випадок 2), і невідповідність швидкості, і амплітуда ВЧ-поля більше (через порушення зворотної хвилі і відсутності випадку відбиття), що забезпечує підвищення ефективності. В протилежному випадку більш повільних нижніх шарів їх взаємодія з

високочастотним полем слабкіше, що забезпечує різке зниження вихідної потужності.

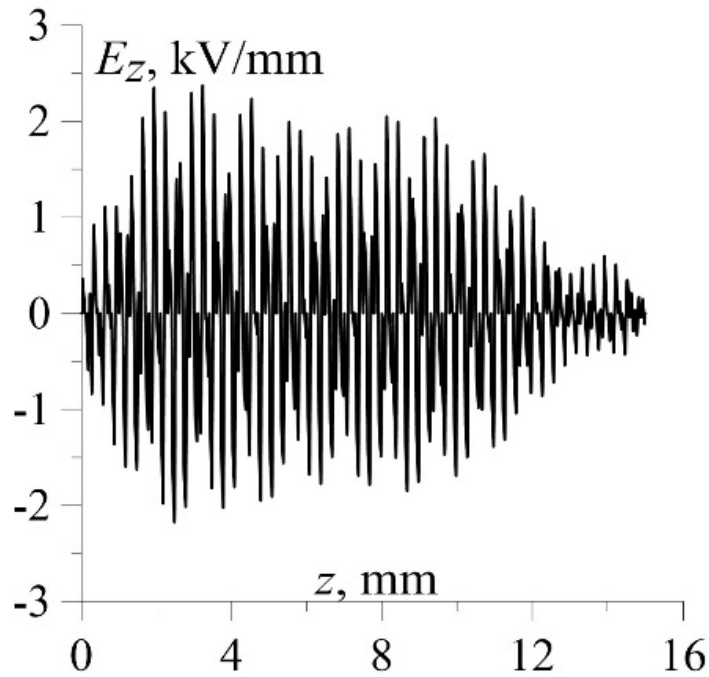


Рисунок 4.21 – Розподіл високочастотного поля по довжині гребінки

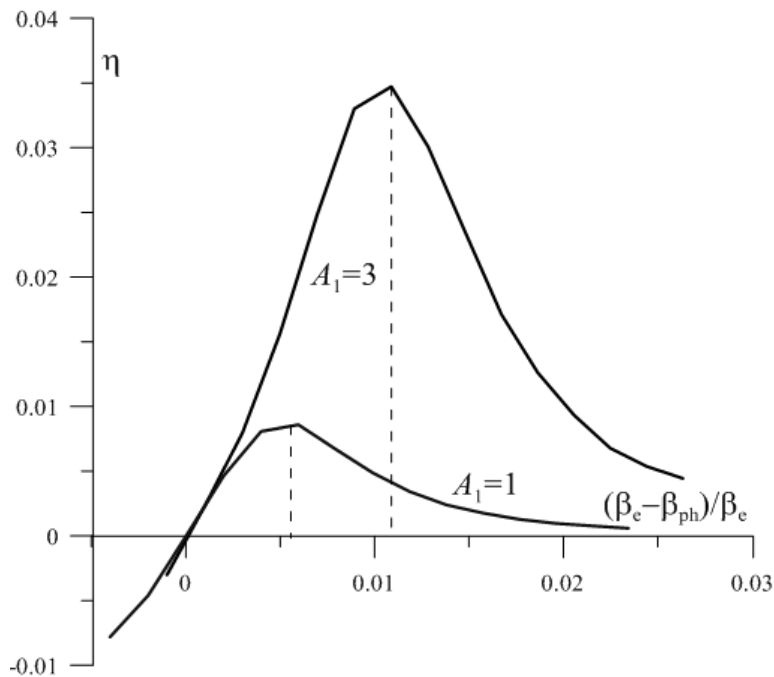


Рисунок 4.22 – Ефективності взаємодії пучка з хвилею для рівномірного розподілу ВЧ-поля і неузгодженого ЕП від неузгодженості по швидкості для двох значень амплітуди поля

Моделювання частинок в комірках показали, що вихідна потужність кліноотрона з симетричним ЕВ з розкидом швидкості (коли електрони, які рухаються

в середині, мають максимальну швидкість, а електрони, що рухаються на кордонах, мають мінімальну швидкість, яка виникає в симетричній ЕОС:

$\beta_z(y) = \beta_0 \pm \frac{(y - y_0) \Delta\beta}{a \beta_0}$ дуже близьке до клінотрона с одношвидкісним ЕП. У

вищезгаданому ЛЗХ ефект також може мати місце не через поздовжній розподіл ВЧ поля, а через згасання ВЧ поля в напрямку від гребінки і, отже, руху різних шарів в ВЧ полях з різними амплітудами. Однак через вимоги дуже тонкого ЕП для терагерцового ЛЗХ, розкид повздовжніх швидкостей по товщині такого пучка зазвичай незначний для вищевказаного ефекту в терагерцовому діапазоні.

4.4 Багаточастотний режим

Моделювання, виконане для різних струмів ЕП і клінотронних кутів, показало, що автомодуляція (рис. 4.23) відбувається в основному для розподілу коли верхні шари ЕП мають максимальну швидкість (рис. 4.20 в). Це відбувається тому, що умова синхронізму швидкості для різних частин ЕП трохи відрізняється, і існує деяка конкуренція між шарами, за умови, що є достатня поточне значення. Однак в разі швидших нижніх шарів (рис. 4.20 б) коливання нижнього шару блокується зворотною хвилею, що генерується верхніми шарами, і одночастотне коливання встановлюється через більш високу оптимальну невідповідності швидкості (рис. 4.22). У разі повільних нижніх шарів неузгодженість швидкостей не є для них оптимальною, і коливання, що збуджуються нижнім і верхнім шарами з частотами, відповідними їх швидкостям, сильно конкурують один з одним (рис. 4.23). На рисунку 4.24 зображений розрахований електронний ККД для цього випадку. В той час коли верхні шари ЕП збуджують поверхневу хвилю та віддають їй енергію, нижчий шар ЕП знаходиться в полі більшої амплітуди згідно з рис. 4.21 та згідно з розкидом поздовжніх швидкостей, який використовується в розрахунках (рис. 4.20 в) має меншу швидкість ніж фазова швидкість хвилі, а отже відбирає енергію у хвилі, що й зазначено на рисунку 4.24.

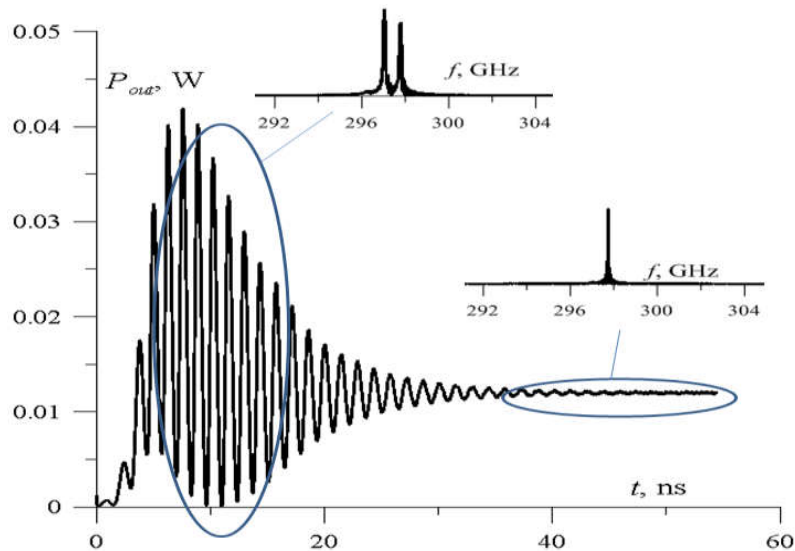


Рисунок 4.23 – Перехідні процеси електронно-хвильової взаємодії при розкиді
повздовжніх швидкостей (в) [19]

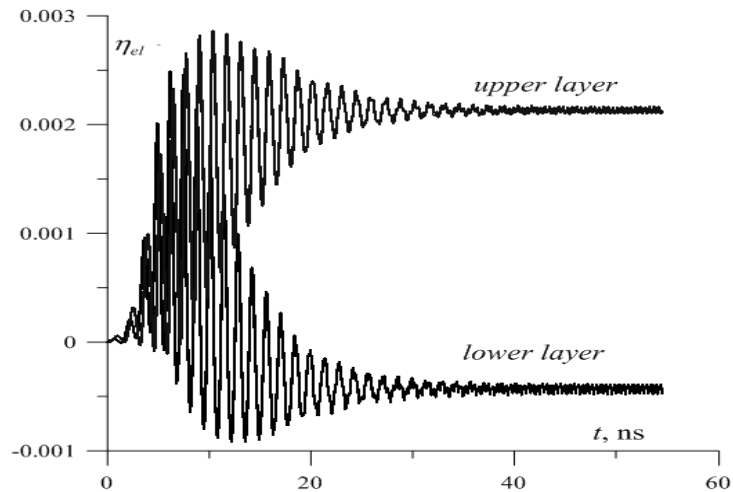


Рисунок 4.24 – Електронний ККД для верхнього та нижнього шарів ЕП для випадку
розкиду поздовжніх швидкостей (в) [19]

Моделювання електронно-хвильової взаємодії з використанням несиметричного розподілу повздовжніх швидкостей електронів по товщині ЕП коли нижчі шари ЕП повільні, а верхні швидкі та доста точності струму ЕП відбувається багаточастотна генерація. Тоді, як при тому ж струмі ЕП але для одношвидкісного ЕП зберігається одно частотний режим (рис. 4.25).

Одним з методів встановлення режиму багаточастотної генерації є модуляція електронного потоку напругою, що прискорює за умови що швидкість зміни напруги, що прискорює буде повільніше ніж час встановлення коливання. Ще один метод багаточастотної генерації досліджувався в ІРЕ ім. О. Я. Усиківка НАН

України в 80-х роках минулого століття. В роботах [123, 124] проводилось збудження багаточастотного режиму за рахунок одночасної взаємодії електронного потоку з поверхневою та об'ємною хвилями, які мають близькі за значенням фазові швидкості але різні частоти коливань. Також в роботі [125] показано збудження хаотичних коливань в ЛЗХ за рахунок використання ЕП з великим розкидом поздовжніх швидкостей понад 20 % без переходу через біфуркації регулярних режимів.

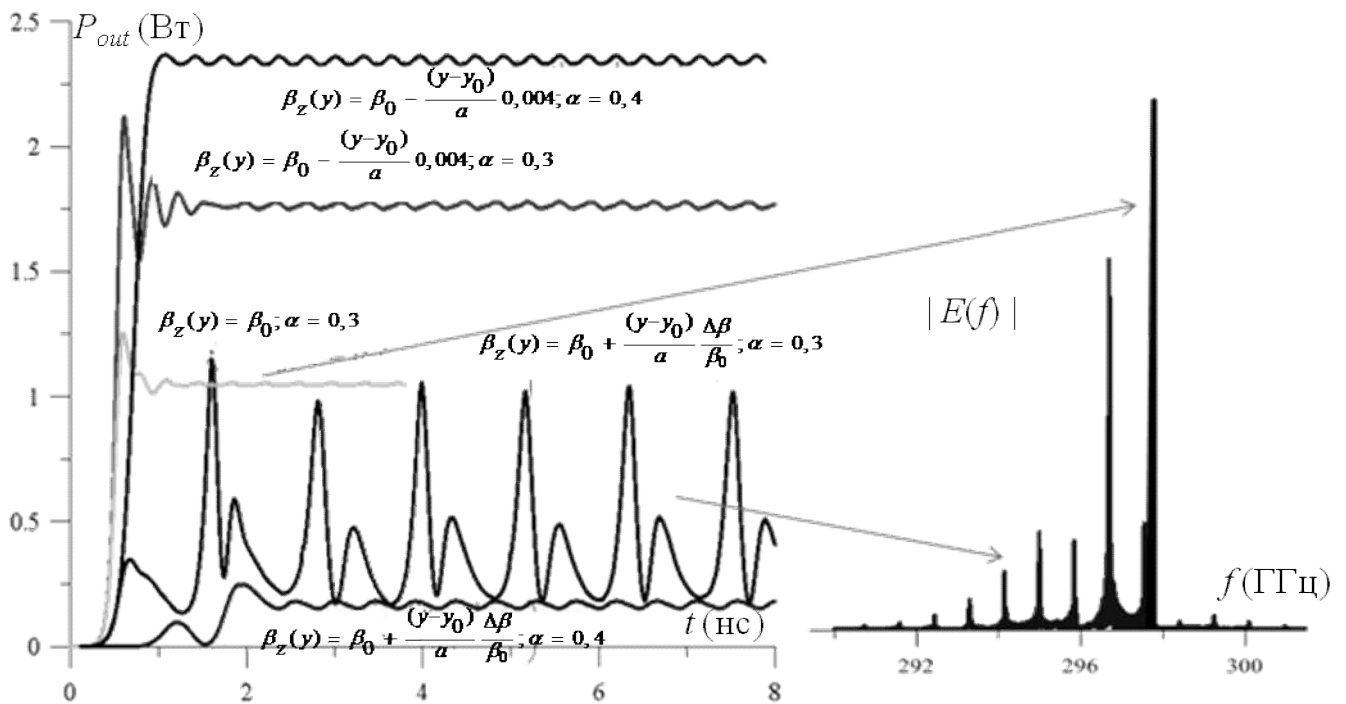


Рисунок 4.25 – Результати моделювання вихідної потужності для всіх випадків розкиду поздовжніх швидкостей, які розглядаються та струмі ЕП 320 мА [19]

Висновки до розділу 4

Розглянуто тривимірну модель електронної гармати кліноотрона, що формує стрічковий електронний потік, та вперше продемонстровано вплив розподілу поздовжніх швидкостей шарів електронного потоку на електронно-хвильову взаємодію в кліноотронах ТГц діапазону у разі застосування несиметричної електронно-оптичної системи. Ця модель була розрахована як у разі розв'язування самоузгодженої задачі електронної оптики, так і у разі чисельного моделювання за допомогою програми CST Particle Studio. Показано, що завдяки дії таких факторів як

розподіл потенціалу у анодній лінзі, ефект просторового заряду і розподіл потенціалу у просторі електродинамічної системи кліноотрона, електронний пучок має просторовий розподіл поздовжніх швидкостей по своїй товщині. Показано, що внесок дії електронної лінзи ЕОС у розкид поздовжніх швидкостей електронного потоку кліноотрону становить менше 1 %.

За допомогою спільного розв'язування рівнянь збудження коливань в ЛЗХ з похилим ЕП та тривимірних рівнянь руху ЕП показано, що профільований розподіл поздовжніх швидкостей за товщиною ЕП зі збільшенням швидкості від верхньої до нижньої межі викликає збільшення вихідної потужності в порівнянні з одношвидкісним ЕП. Показано, що при такому розподілі поздовжніх швидкостей відбувається збільшення електронного ККД за рахунок збереження оптимального розсинхронізму ЕП з поверхневою хвилею.

У випадку збільшення поздовжніх швидкостей від нижчих шарів до верхніх ЕП вихідна потужність кліноотронів ТГц діапазону довжин хвиль різко зменшується. У зазначеному випадку у результаті моделювання вперше показано збудження багаточастотного режиму коливань в кліноотронах на діапазони 300 ГГц та 340 ГГц за рахунок використання несиметричної ЕОС з розподілом поздовжніх швидкостей електронів за товщиною ЕП за умови перевищення робочого струму пучка над стартовим у декілька разів, що не спостерігається як для ЕП зі збільшенням поздовжніх швидкостей від верхніх шарів до нижчих, так і для одношвидкісного.

Публікації за розділом 4

Основні результати за розділом 2 викладені в публікаціях автора під номерами [17, 19, 20] списку використаних джерел.

РОЗДІЛ 5

**ПІДВИЩЕННЯ СТАБІЛЬНОСТІ ЧАСТОТИ І ПОТУЖНОСТІ
ВИПРОМІНЮВАННЯ ТГЦ КЛІНОТРОНІВ ЗОВНІШНІМ КОНТУРОМ
ЗВОРОТНОГО ЗВ'ЯЗКУ**

В даний час для динамічної поляризації ядер в спектроскопії ядерного магнітного резонансу необхідні компактні, з широкою перебудовою частоти, з високою стабільністю частоти та потужності випромінювання джерела ТГц випромінювання [40, 78, 126-129]. У терагерцовій області електронні генератори на основі циклотронного резонансу здатні забезпечити екстремальний рівень вихідної потужності в безперервному режимі. Перспективне використання широкосмугових генераторів з широким діапазоном робочих частот. До таких джерел електромагнітного випромінювання відносяться джерела Черенковського типу (лампи зворотної хвилі і клінотропи) і генератори, засновані на ефекті Сміта-Парселла (генератори дифракційного випромінювання, оротрона і ледатрони) [6, 23-39].

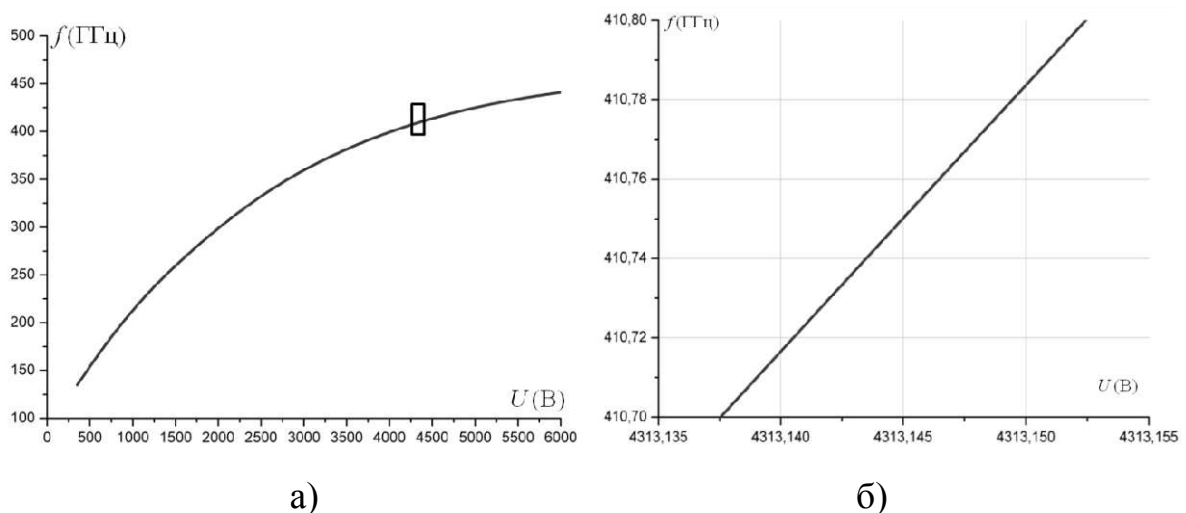


Рисунок 5.1 – Дисперсія клінотрона на 400 ГГц (а) і масштабована область (б), яка ілюструє нестійкість високовольтної напруги на робочій частоті [7]

Стабільність високочастотних коливань, які створюються такими генераторами, є однією з основних вимог. Генератори Черенковського типу мають широку електронну частотну перебудову через дисперсійні властивості

застосованих СС і стабільність частоти коливань таких генераторів залежить від крутизни дисперсійної залежності та стабільності напруги що прискорює $df = S_U \cdot dU$, де S_U – крутизна дисперсійної залежності, dU – стабільність напруги, що прискорює. Це призводить до особливих характеристик джерел живлення, які застосовуються. Наприклад, при робочій частоті 410 ГГц нестійкість високовольтної напруги близько 5 мВ призводить до нестабільності частоти, близької до 25 МГц [25]. Діаграми, що ілюструють таку ситуацію, показані на рисунку 5.1.

Використання клінодрону для динамічної поляризації ядер в ЯМР спектроскопії може відбуватися в тому випадку, якщо стабільність частоти та потужності випромінювання клінодрону буде задовольняти вимогам які висуваються до джерел ТГц випромінювання для такого застосування. Вимогою стабільності є відношення між частотою ядерного магнітного резонансу (ЯМР) та пульсаціями частоти випромінювання для ДПЯ, яка відповідає цьому ЯМР и воно має бути краще ніж $\frac{\Delta DNP}{NMR} < 0,1$. Отже на частоті 400 ГГц стабільність частоти випромінювання повинна бути не гірше ніж 60 МГц (рис. 5.2).

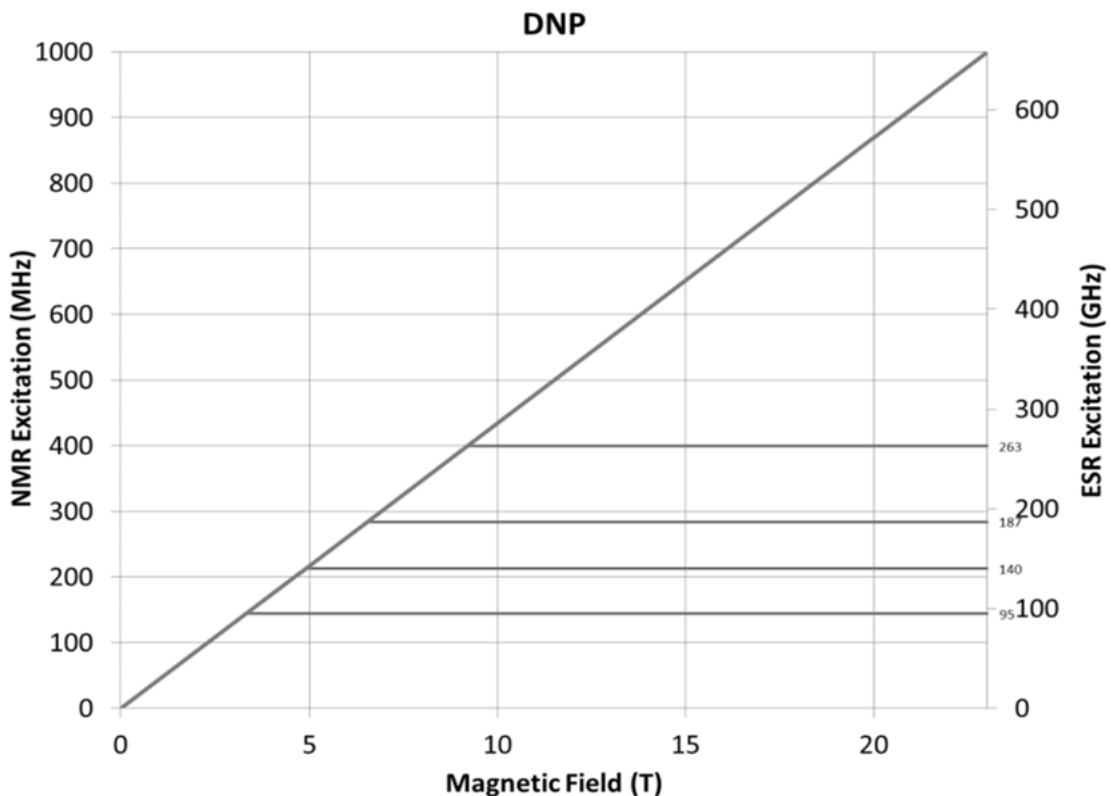


Рисунок 5.2 – Співвідношення між частотами ЯМР та ДПЯ [2]

Стабілізацію частоти випромінювання електронно-вакуумних джерел, які мають електронну перебудову частоти можна здійснювати за допомогою фазового автопідстроювання частоти (ФАПЧ) або за допомогою частотного автопідстроювання (ЧАП). Метод стабілізації частоти випромінювання ФАПЧ був розроблений для стабілізації частоти випромінювання ЛЗХ-О [ФАПЧ] та з його допомогою були отримані значення стабільності частоти випромінювання ЛЗХ на 377 ГГц всього декілька кГц.

Використання ФАПЧ для клінотрону дещо ускладнюється так, як в ньому використовуються широкі більш інтенсивні ЕП, які нахилені до СС, що призводить до більш складних спектральних характеристик випромінювання.

Метод стабілізації ЧАП дозволяє безпосередньо порівнювати бажану частоту генератора коливань з наявною та виконувати підстроювання частоти згідно з різницею порівняння.

5.1 Вимоги до джерела живлення ТГц клінотронів

Високовольтне джерело живлення повинно забезпечувати стабільну вихідну напругу в широкому діапазоні при динамічному навантаженні. При цьому пульсації високовольтної напруги повинні бути мінімальними, щоб не погіршити спектральні характеристики генерованого випромінювання, а величина допустимих пульсацій буде залежати від крутизни електронної перебудови. Оскільки Клінотрон має більш високу вихідну потужність в порівнянні з традиційними ЛЗХ за рахунок використання більш інтенсивних ЕП, то і потужність високовольтного джерела живлення значно підвищується, що робить неможливим використання джерел живлення для традиційних ЛЗХ (рис.5.3).



Рисунок 5.3 – Джерело живлення традиційної ЛЗХ фірми MICROTCHN

Для живлення клінотронів в ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України розроблено джерело живлення БЖЛ (рис. 5.4 а), який забезпечує необхідну потужність високовольтної напруги при збереженні низького рівня пульсацій. Однак принцип дії такого джерела заснований на перетворенні напруги 220 В 10А частотою 50 Гц в 6000В 0,3А 50 Гц з подальшим випрямленням і зниженням пульсацій. Регулювання амплітуди високовольтної напруги здійснюється в первинному колі трансформатора за допомогою ЛАТРу.

Для зменшення рівня нестабільності амплітуди вихідної напруги використовується стабілізатор напруги, зібраний на лампі ГУ-81М (рис. 5.4 б), як прохідний елемент і ОУ К140УД1Б, як підсилювач помилки. В даній схемі вихідна високовольтна напруга проходить через дільник з коефіцієнтом ділення який перемикається і порівнюється з опорною напругою, в результаті чого за допомогою зміни сіткової напруги ГУ-81М забезпечується стабілізація вихідної напруги. Однак в такій схемі необхідно контролювати падіння напруги на лампі і тримати його в певних межах, необхідних для коректної роботи стабілізатора і лампи. Регулювання падіння і зміна коефіцієнта ділення високовольтного дільника також здійснюється в ручному режимі.

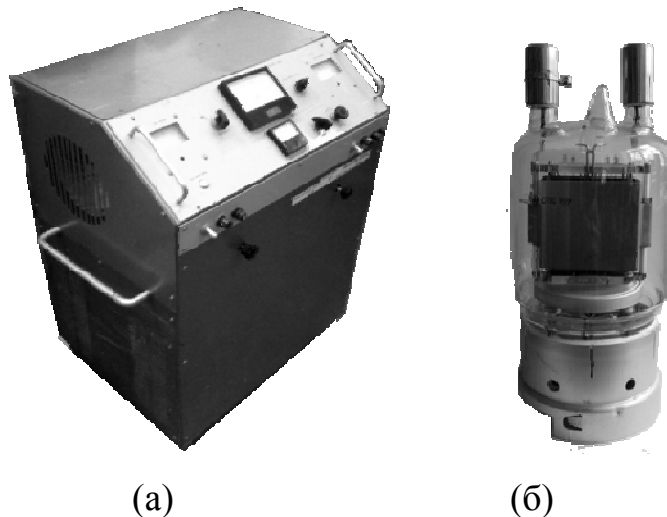


Рисунок 5.4 – Джерело живлення БЖЛ (а) и прохідний елемент лампа ГУ-81М (б)

Також було розроблено більш компактне джерело живлення БЖ ГДВ-Л в якому для зменшення рівня нестабільності амплітуди вихідної напруги використовується стабілізатор напруги, зібраний на 2-х лампах ГМІ-83. Дане

джерело живлення дозволяє отримати стабільну вихідну напругу в діапазоні 0-4500 В та стум ЕП до 150 мА.

Таким чином, БЖЛ забезпечує високовольтну напругу з необхідним рівнем потужності і низкою амплітудою пульсацій. Однак перетворення напруги на частоті 50 Гц не дозволяє зменшити розміри трансформатора, що не дозволяє створити компактний ТГц комплекс на базі клінофона. Також, незважаючи на те, що як БЖЛ так и БЖ ГДВ-Л мають високу стабільність вихідної напруги, немає можливості використовувати зворотний зв'язок по високовольтній напрузі для стабілізації частоти випромінювання, що генерується клінофоном, так як зміна високовольтної напруги здійснюється тільки в ручному режимі. Тому виникає необхідність в високовольтному джерелі живлення з можливістю віддаленого управління вихідними параметрами.

Аналіз існуючих високовольтних джерел живлення (табл. 5.1) показав, що в даний час немає такого джерела, яке одночасно задовольняло б всім поставленим вимогам. Дане завдання додатково ускладнюється тим, що крім захищеності ланцюгів джерела живлення від електромагнітних сплесків і коротких замикань, також необхідний захист клінофонов в разі пробую в вакуумі. Складність полягає в тому, що стандартні джерела живлення при перевищенні високовольтного струму або відключаються, або домагаються підтримки максимально допустимого струму шляхом зниження високовольтної напруги. Однак енергія, запасена в високовольтних конденсаторах, переходить в навантаження, що в разі вакуумного пробую в клінофоні може привести до його виходу з ладу. У зв'язку з цим необхідна також реалізація захисту клінофона в разі вакуумного пробую. Така схема захисту була реалізована в джерелі живлення БЖЛ. Принцип її роботи полягає в тому, що в разі вакуумного пробую відбувається відключення вихідних конденсаторів від навантаження і штучно створюється коротке замикання високовольтної частини джерела живлення для максимально швидкого зниження енергії пробую в вакуумі.

Таблиця 5.1. Високовольтні джерела живлення

Блок живлення	Високовольтна напруга (кВ)	Струм (мА)	Стабільність напруги (%)	Управління з ПК
БЖ ГДВ-Л	4,5	150	$1 \cdot 10^{-4}$	–
БЖЛ	6,0	300	$1 \cdot 10^{-4}$	–
MICROTECH	6,0	50	$1 \cdot 10^{-4}$	+
SPELLMAN	6,0	300	$5 \cdot 10^{-2}$	+
EA-HV 9000	6,0	300	$5 \cdot 10^{-2}$	+
PSM-300/5	4,5	250	$1 \cdot 10^{-3}$	+

5.2 Розробка схеми джерела живлення для прискорення пучка та живлення розжарення катоду для стабілізації частоти ТГц кліноотронів, керованого від ПК

Виходячи з перерахованого вище, було розроблено джерело живлення, яке задовольняє всім вимогам, що пред'являються. За основу була взята схема ШІМ перетворення постійної напруги типу повний міст. Дана схема застосовується для перетворення напруги з потужністю вище 1 кВт. Перетворення здійснюється на частотах до 50 кГц, максимальна частота перетворення обмежується частотними характеристиками використовуваних напівпровідникових силових ключів. У разі транзисторів з ізольованим затвором IGBT максимальна робоча частота може досягати 50 кГц (рис. 5.5). Використання польових транзисторів MOSFET дозволяє значно підняти цей поріг, однак їх гранично допустимі струми набагато нижче, що обмежує їх застосування в подібних завданнях. Підвищення частоти перетворювача дозволяє значно зменшити розміри трансформатора і, отже, ТГц комплексу в цілому.

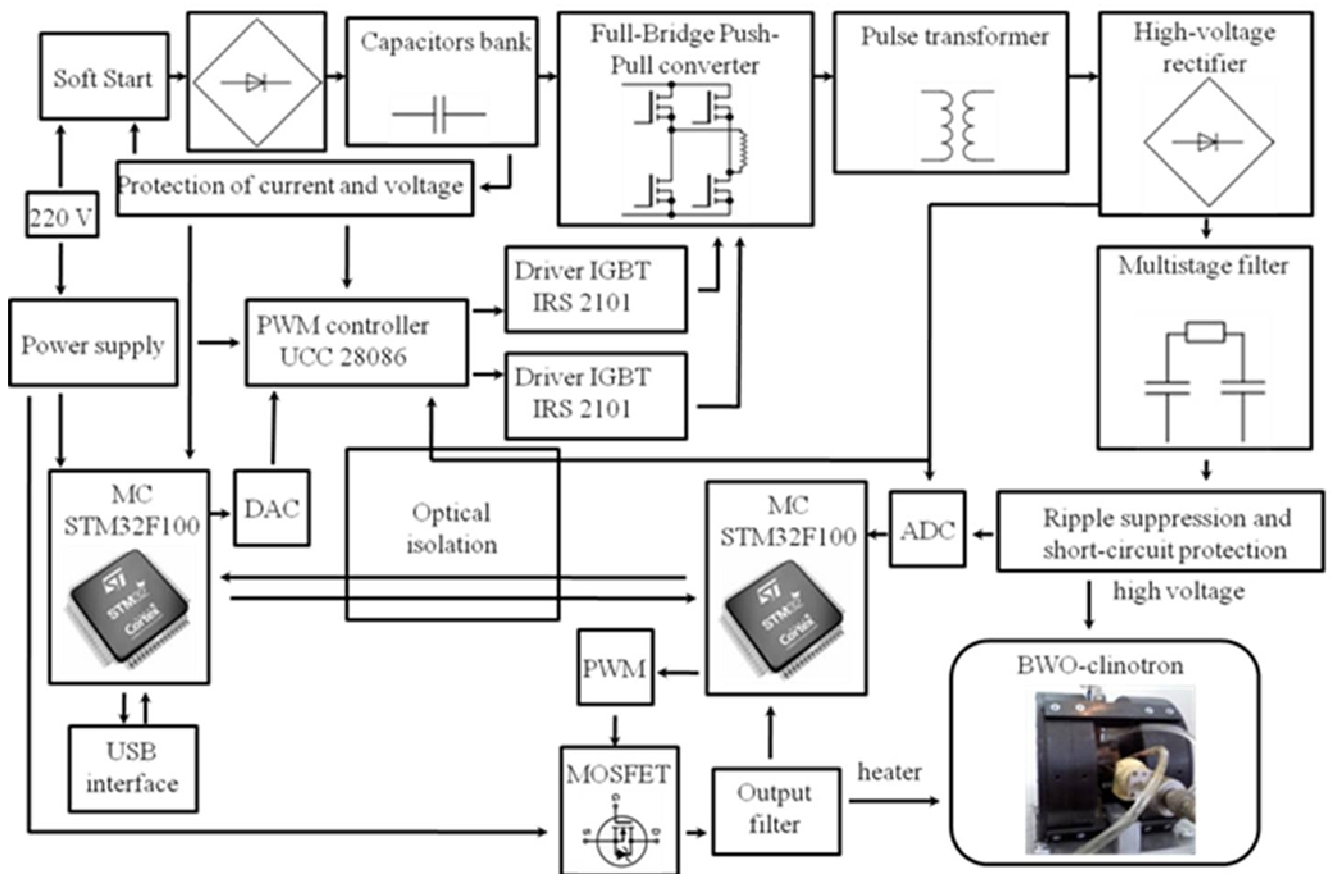


Рисунок 5.5 – Принципова схема пропонованого блоку живлення [7]

Для підвищення напруги був розроблений багатосекційний трансформатор що підвищує. Через великий коефіцієнта трансформації, близько 30, і багат шарової високовольтної ізоляції між обмотками, зв'язок обмоток між собою значно погіршується. Погіршення зв'язку призводить до додаткових втрат енергії в трансформаторі у вигляді тепла за рахунок паразитних коливань, що негативно позначається на ККД пристрою і його стабільності. Також в такому випадку значно погіршується режим роботи ключів в повному мосту, так як частина енергії паразитних коливань йде на нагрів ключів. Підвищення потужності RC ланцюжка для зниження амплітуди паразитних коливань в такому випадку малоефективно, так як вона буде додатковим навантаженням для силових ключів, що призведе до додаткового нагрівання і зниження ККД. Для збільшення зв'язку між обмотками трансформатор був розбитий на 2 частини, по 2 секції в кожній. Таке рішення дозволило значно підвищити зв'язок між обмотками за рахунок використання 2х первинних обмоток (рис. 5.6).



Рисунок 5.6 – Високовольтний трансформатор, що підвищує напругу для розробленого джерела живлення

Додаткову складність представляє великий діапазон вихідних напруг від 0 до 6 кВ і навантажень від 10 мА до 200 мА, оскільки в залежності від навантаження узгодження з трансформатором може значно змінюватися. Це може привести до появи високовольтних викидів в трансформаторі і збільшення енергії паразитних коливань. Для реалізації хорошого узгодження ШІМ перетворювача з високовольтним трансформатором в необхідному діапазоні навантажень в ланцюг живлення трансформатора був доданий перетворювач прямокутних імпульсів, які формуються силовими ключами ШІМ перетворювача, в синусоїдальні. Подібне перетворення значно полегшує режим роботи високовольтного трансформатора і випрямляча, за рахунок відсутності високовольтних сплесків викликаних різким стрибком напруги на первинній обмотці. Перетворювач являє собою зустрічний CLC фільтр, розрахований на робочу частоту ШІМ перетворювача. Таким чином, отримано хороше узгодження ШІМ перетворювача з високовольтним трансформатором в широкому діапазоні навантажень.

Оскільки трансформатор який підвищує багатосекційний то для випрямлення високовольтної напруги використовувалася мостова схема випрямляча для кожної частини трансформатора з подальшим складанням напруги (рис. 5.7). Оскільки перетворення напруги здійснюється з частотою близько 30 кГц, то випрямні діоди повинні володіти малим часом релаксації носіїв, інакше на них буде розсіюватися значна частина енергії у вигляді тепла, що призведе до їх перегріву і виходу з ладу.

Для фільтрації високочастотних коливань в випрямленій високовольтній напрузі був використаний CLC фільтр.

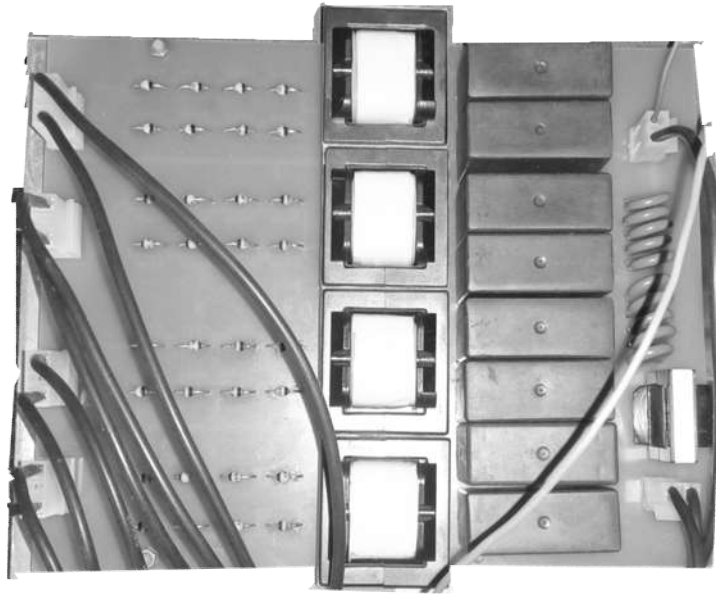


Рисунок 5.7 – Випрямляч на мостовій схемі

Отримана на даному етапі високовольтна напруга має амплітудою пульсацій в 500 мВ, що недостатньо для високостабільної роботи клінофона, тому додатково був розроблений стабілізатор напруги. Стабілізатор напруги складається з прохідного польового MOSFET транзистора і підсилювача помилки виконаного на прецизійному ОУ AD8538. Стабілізація напруги здійснюється зміною падіння напруги на прохідному елементі за допомогою порівняння високовольтної напруги з високовольтного дільника і опорного напруги з ЦАП розрядністю 16 біт. Управління ЦАП і рівнем падіння напруги на транзисторі здійснюється на мікроконтролері, що дозволяє реалізувати дистанційне керування параметрами джерела живлення. Дана схема стабілізатора дозволяє отримати амплітуду пульсацій вихідної напруги (рис. 5.8) в діапазоні від 10 до 50 мВ в залежності від навантаження у всьому діапазоні навантажень. Використання прецизійного ЦАП дозволяє змінювати вихідну напруга з кроком до 100 мВ, що дозволяє дуже точно налаштувати частоту випромінювання клінофона.

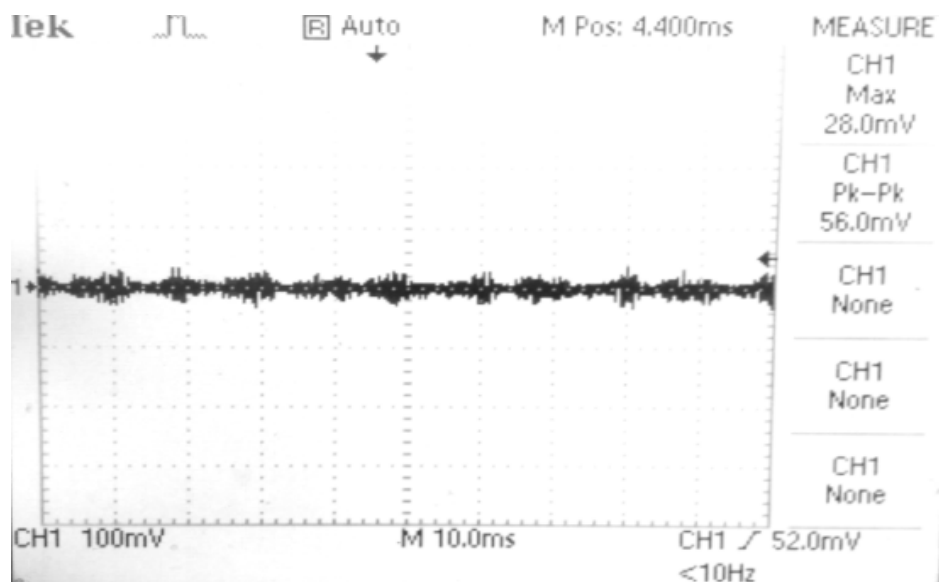


Рисунок 5.8 – Пульсації напруги що прискорює при значенні $U=5000$ кВ и $I=200$ мА

Застосування схеми мікроконтролера дозволяє нам контролювати живлення HV на ПК через USB і спеціальні команди, які можуть оброблятися з використанням, як програми Hyper Terminal, так і спеціального програмного забезпечення, а також стандартних пакетів програмного забезпечення, таких як National Instruments LabVIEW, Matlab і т. д .

Крім того, застосування мікроконтролера дозволяє нам забезпечити повний контроль над усіма параметрами високовольтного джерела живлення і контролювати процеси в часі.

Для захисту клінодрона від пробую в вакуумі реалізована схема захисту, яка крім відключення силової частини, штучно створює замикання високовольтної частини, тим самим, мінімізуючи енергію, що надходить в вакуумний розряд.

Великий вплив, як на спектр генерованого випромінювання так на стабільність потужності випромінювання клінодрону має стабільність струму ЕП. Зміна тиску в клінодроні за рахунок розігріву та вторинної емісії з гребінки, що призводить до іонного бомбардування катоду, погіршується термоелектронна емісія та значною мірою змінюється струм ЕП. Так наприклад за тиску 5×10^{-7} торр. та струмі ЕП 150 мА погіршення вакууму внаслідок бомбардування гребінки до значення тиску 4×10^{-7} торр. призводить до погіршення струму ЕП до 130 мА [130]. Враховуючи крутизну частотної перебудови від струму ЕП ТГц клінодронів

$\frac{df}{dI} = 9 - 10 \text{ МГц/мА}$ необхідно використовувати джерело живлення розжарення катоду з можливістю управління з ПК.

5.3 Стабілізація потужності та частоти випромінювання ТГц клінотронів з використанням зовнішнього кола ПД стабілізації

Іншим параметром джерела електромагнітного випромінювання є стабільність вихідної потужності, яка відіграє важливу роль, особливо в ЯМР-спектроскопії з динамічною поляризацією ядер, де тривалість експериментів може перевищувати 70 годин [1, 2]. До стабільності потужності випромінювання висувається вимога в 1% від номінального значення потужності.

Стабілізація потужності випромінювання відбувається за рахунок зміни струму ЕП шляхом зміни струму розжарення катоду. В клінотронах використовуються електронні гармати з резистивним підігрівачем (рис. 5.10) з параметрами розжарення при яких досягається максимальна температура емітера $1,45 \text{ А} \times 6,3 \text{ В}$ та $7 \text{ А} \times 7 \text{ В}$. Блок живлення розжарення повинен мати можливість обмеження швидкості зміни значень напруги розжарення так, як надто різка зміна струму в колі розжарення призведе до виходу з ладу елементів резистивного підігрівача.

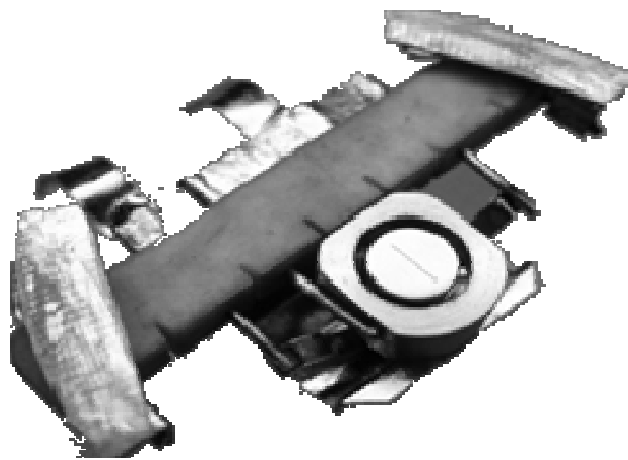


Рисунок 5.9 – Електронна гармата з резистивним підігрівачем

Для стабілізації потужності випромінювання що генерується необхідно забезпечити зворотній зв'язок по струму пучка і потужності випромінювання. Тому виникає необхідність в високостабільних джерелах живлення підігріву з віддаленим керуванням їх вихідними параметрами.

Для живлення ланцюга підігріву емітера було розроблено джерело живлення нитки розжарення з потужністю $10\text{ В}\times 10\text{ А}$, управлінням з ПК, швидкість зміни напруги розжарення обмежена до 20 мВ/с , та для реалізації зворотного зв'язку передбачена швидка зміна напруги в межах $\pm 200\text{ мВ}$ від номінального значення напруги. Ланцюги джерела живлення розжарення мають низький рівень пульсацій і додаткові багатоланкові фільтри низьких частот, що дозволяє уникнути додаткових спотворень в діапазоні випромінювання кліноотрона. Віддалене управління параметрами джерела підігріву дозволяє реалізувати зворотний зв'язок по струму електронного пучка і потужності випромінювання що генерується, що дозволяє стабілізувати потужність випромінювання кліноотрона.

Одним з найбільш ефективних способів стабілізації вихідної потужності в разі вакуумного електронного пристрою є застосування схеми пропорційного інтегрально-диференціального управління [2, 23-25], як показано на рисунку 5.11.

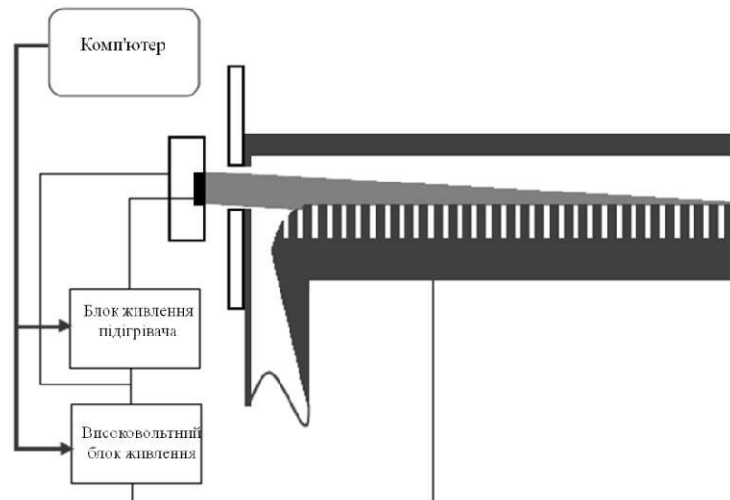


Рисунок 5.10 – Схема кліноотрона з блоком живлення розжарення та блоком живлення високовольтною напругою, які керуються з ПК

Щоб стабілізувати вихідну потужність кліноотрона можна використовувати зворотній зв'язок по вихідній потужності. Найпростішим способом є забезпечення зворотного зв'язку в ланцюзі струму пучка, керуючи струмом розжарювання в разі

стабілізованої високовольтної напруги. В цьому випадку стабілізація струму пучка з незначним ефектом теплових втеч електромагнітної системи лампи на фіксованій частоті призведе до стабілізації вихідної потужності.

Стабілізація струму пучка в разі термоелектронної емісії здійснюється за рахунок контролю струму розжарювання. ПІД – схема має досить високе значення пропорційного коефіцієнта $K_p \gg K_i, K_d$ в порівнянні з інтегральним і диференціальним, оскільки зміна температури катода є досить інерційним процесом.

Керуючи потужністю розжарювання емітера можна змінювати струм ЕП тим самим змінювати потужність випромінювання. Зворотній зв'язок здійснюється за законами 5.1 та 5.2.

$$e_p(t) = P_0 - P_{meas.}(t) \quad (5.1)$$

$$I_{fil} = K_p e_p(t) + K_i \int_0^t e_p(\tau) d\tau + K_d \frac{de_p(t)}{dt} \quad (5.2)$$

де $e_p(t)$ – похибка, P_0 – бажане значення потужності випромінювання, $P_{meas.}(t)$ – потужність випромінювання, K_p, K_i, K_d – пропорційний, інтегральний та диференціальний коефіцієнти відповідно, I_{fil} – поправка струму розжарювання емітера.

Для стабілізації частоти випромінювання кліноотрону використовується схема зворотного зв'язку з ПІД – схемою управління напругою, що прискорює. Для цього відбувається безпосереднє вимірювання частоти випромінювання кліноотрону та порівняння з бажаним значенням.

$$e_f(t) = f_0 - f_{meas.}(t) \quad (5.1)$$

$$U_a = K_p e_f(t) + K_i \int_0^t e_f(\tau) d\tau + K_d \frac{de_f(t)}{dt} \quad (5.2)$$

де $e_f(t)$ – похибка, f_0 – бажане значення частоти випромінювання, $f_{meas.}(t)$ – частота випромінювання, K_p, K_i, K_d – пропорційний, інтегральний та диференціальний коефіцієнти відповідно, U_a – поправка напруги, що прискорює.

Коригування частоти і потужності випромінювання здійснюється за допомогою ПІД регуляції (рис. 5.11). Вона може бути реалізована, як на ПК, так і на мікроконтролері в самому джерелі живлення, в залежності від швидкості зміни величини, що стабілізується, так як на передачу даних на ПК і назад потрібні додаткові витрати часу.

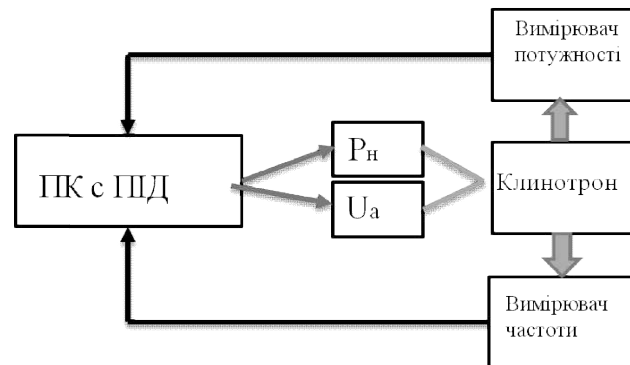


Рисунок 5.11 – Блок схема стабілізації частоти та потужності кліноотрона з ПІД управлінням

Також стабілізатор високовольтної напруги і стабілізатори напруги підігріву емітера мають внутрішні контури ПІД регулювання, які дозволяють контролювати їх вихідні параметри і проводити їх коригування при тривалій роботі, що дозволяє джерелу живлення стабільно працювати при навантаженнях, що динамічно змінюються.

Вимірювання потужності виконується за допомогою вимірювача AV2436 з колориметричним датчиком AV87106B, який забезпечує час реакції краще ніж 13 нс та дозволяє проводити вимірювання потужності в діапазоні від 1 мкВт до 100 мВт. Вимірювач потужності з'єднується з кліноотроном через хвилевідний відгалужувач, який забезпечує послаблення потужності випромінювання в 10 разів (рис. 5.12).



Рисунок 5.12 – Блок-схема вимірювання частоти та потужності випромінювання кліноотрона

5.4. Спектральні характеристики ТГц клінотронів

Для застосування ТГц-клінотронів в ДПЯ-ЯМР спектроскопії необхідно знати спектральні характеристики електромагнітного випромінювання, що генерується. Спектр генерації електромагнітного випромінювання клінотрона, що працює на центральній частоті 300 ГГц, представлений на рис. 5.13. Даний спектр випромінювання був одержаний за допомогою спектроаналізатора MS710С з використанням діода-змішувача фірми Virginia Diodes VDI WR-2.8. Як видно на рисунку 5.13, ширина спектральної лінії за рівнем -3 дБ складає менше 8 МГц. В діапазоні частот від 280 до 320 ГГц ширина спектральної лінії змінюється в межах 7 ... 10 МГц.

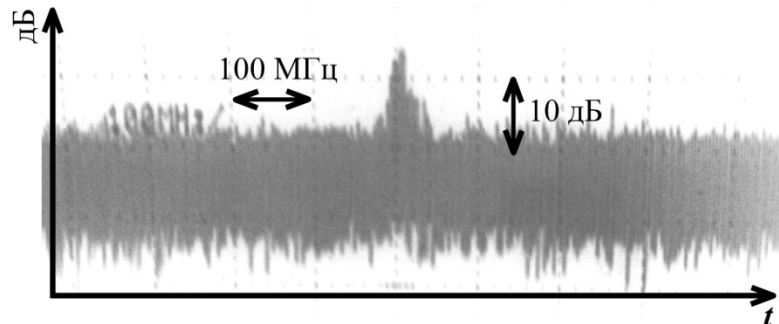


Рисунок 5.13 – Спектр генерації клінотрона на частоті 300 ГГц, при роздільній здатності по частоті 300 кГц

Спектральні характеристики досліджувалися за схемою зображеною на рис. 5.12, де в якості вимірювача частоти використовувався схема на рис. 5.14.

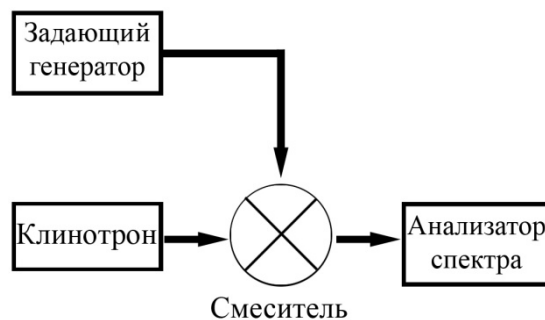


Рисунок 5.14 – Схема детектування електромагнітного випромінювання клінотрона і вимірювання частоти генерації за допомогою спектроаналізатора

Використання розробленого джерела живлення напруги, що прискорює та ПК дозволяє реалізувати схему ПД управління клінотроном. ТГц комплекс на базі клінотрону з ПД управлінням зображений на рис. 5.15.



Рисунок 5.15 – ТГц комплекс з схемою ПД управління напругою та потужністю розжарювання

За допомогою розробленого джерела живлення в якому є можливість модулювати на частоті 18 кГц амплітуду пульсацій напруги, що прискорює було одержано спектральну лінію клінотрону на 200 ГГц, вона склала 15 МГц при пульсаціях напруги, що прискорює 700 мВ (рис. 5.16).

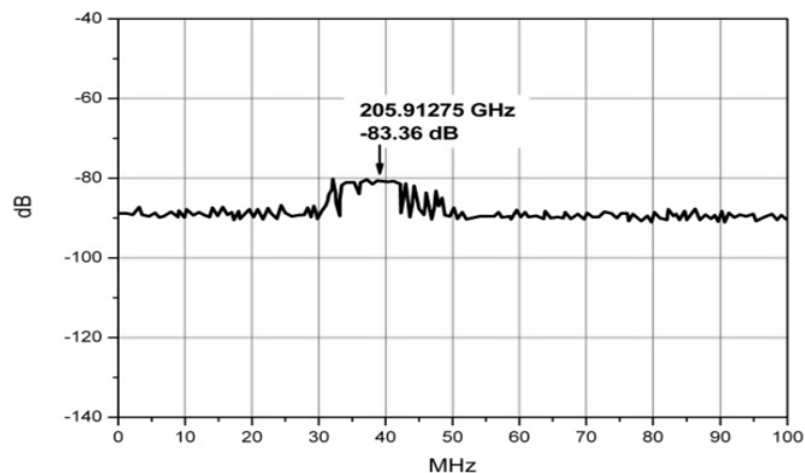


Рисунок 5.16 – Спектр випромінювання клінотрону на 200 ГГц при пульсаціях напруги, що прискорює 700 мВ [17]

Розроблене джерело живлення дозволяю моделювати напругу, що прискорює та одержувати пульсації від 30 мВ до 5 В. Було проведено експериментальне дослідження залежності ширини спектральної лінії випромінювання клінотрону як

від пульсацій напруги що прискорює так і від струму ЕП та одержана відповідна залежність (рис. 5.17).

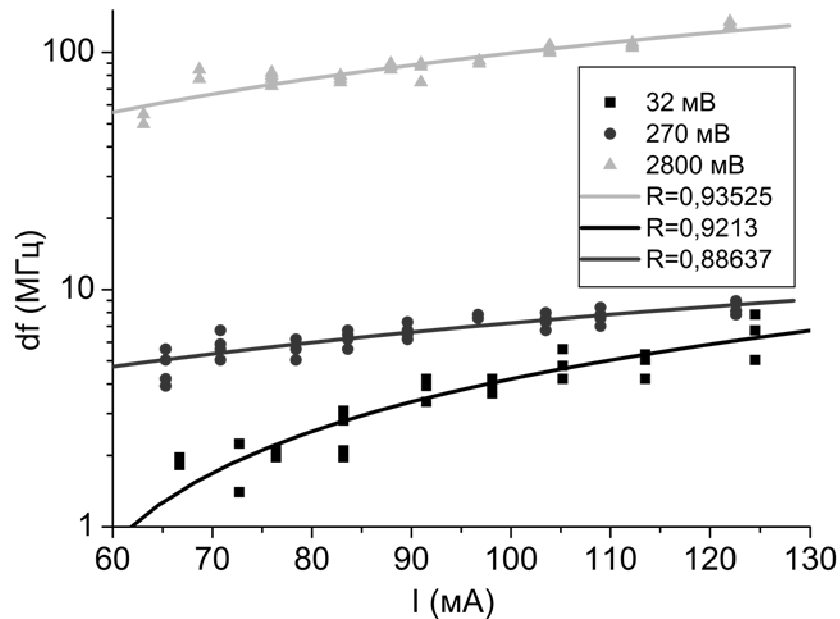


Рисунок 5.17 – Ширина спектральної лінії клінодрону на 300 ГГц в залежності від струму ЕП при пульсаціях напруги, що прискорює 32мВ, 270 мВ та 2800 мВ

Також проведена довгострокова стабілізація частоті випромінювання клінодрону на 300 ГГц з використанням ПІД схеми управління напругою, що прискорює та потужністю розжарення, та отримано стабільність частоти випромінювання 5 МГц протягом 10 годин та потужності випромінювання 100 мВт з стабільністю краще 0,5 %.

Висновки до розділу 5

Запропоновано метод підвищення довгострокової стабільності параметрів випромінювання ТГц клінодронів за допомогою двох зовнішніх кіл зворотного зв'язку, та розроблено схему для стабілізації частоти та потужності вихідного випромінювання з використанням пропорційно-інтегрально-диференціальних схем управління напругою, що прискорює електронний потік, та розжарювання електронної гармати. З цією метою було розроблено та сконструйовано компактне високовольтне джерело напруги, що прискорює, з можливістю управління від ПК, з

низьким рівнем пульсацій та кроком перебудови напруги, що дозволяє виконувати плавну перебудову частоти в межах однієї зони генерації резонансних ТГц клінотронів. З метою реалізації двох кіл стабілізації на основі ПДД контролю джерела живлення також має блок розжарювання електронної гармати з низьким рівнем пульсацій напруги та прецизійним регулюванням температури емітера гармати за рахунок плавної перебудови напруги розжарювання, що реалізується за допомогою ШІМ контролера з високою дискретністю.

За допомогою запропонованої методики та розробленого джерела живлення вперше отримано залежності ширини спектральної лінії випромінювання ТГц клінотрона від пульсацій напруги, що прискорює, а також від струму ЕП. Показано, що у діапазоні прискорювальних напруг 3-6 кВ за умови пульсацій, що не перевищують 100мВ, ширина спектральної лінії клінотрона на частоті в 300 ГГц складає 4 МГц.

Проведено довгострокову стабілізацію частоти та потужності випромінювання клінотрона на частоті 300 ГГц за допомогою розробленого джерела живлення напруги, що прискорює, розжарювання, ПК та подвійної ПДД-схеми стабілізації, та показано стабільність частоти випромінювання не гірше 5 МГц, потужності випромінювання краще ніж 0,5 % за номінального значення 100 мВт протягом 10 годин.

Використання подвійної ПДД-схеми управління напругою, що прискорює, і напругою розжарювання дозволяє стабілізувати частоту і потужність випромінювання ТГц клінотронів і отримати значення стабільності, що задовольняють вимогам ЯМР-ДПЯ спектроскопії, висунутим до джерел ТГц випромінювання.

Публікації за розділом 5

Основні результати за розділом 2 викладені в публікаціях автора під номерами [7, 10, 12, 17] списку використаних джерел.

ВИСНОВКИ

В дисертації розв'язано актуальну задачу фізичної електроніки, що полягає в виявленні фізичних особливостей взаємодії нерелятивістського стрічкового ЕП з електромагнітними хвилями, що збуджуються у об'ємних резонаторах з гребінчастими СС, які впливають на стабільність частоти і потужності ТГц випромінювання. Для вирішення поставлених завдань проведено розрахунки та створені експериментальні ТГц електронно-вакуумні генератори; створено джерела живлення напруги, що прискорює; джерела живлення розжарювання та зовнішня схема зворотного зв'язку з ПД управлінням для дослідження створення профілю ЕП та розкиду повздовжніх швидкостей електронів в ЕП; для дослідження трансформації та відбиття хвиль на кінцях СС; для дослідження спектральних характеристик ТГц кліноотронів. Основні, найбільш важливі результати і висновки, які випливають з них, зводяться до наступного:

1. Теоретична модель кліноотрона доповнена врахуванням втрат енергії поверхневої хвилі, що викликані шорсткістю поверхні СС, а також тепловим навантаженням на елементи СС у разі осідання електронного пучка на СС. За результатами розрахунків вихідної потужності з урахуванням зміни провідності СС від температури виявлено, що в постійному кліноотронному режимі залежність вихідної потужності від електронного струму більш полого ніж в імпульсному режимі, що відповідає експериментальним результатам.
2. Розроблено комплекс стабілізації частоти і потужності випромінювання ТГц кліноотронів, проведена стабілізація частоти і потужності з використанням ПД-схеми управління і ПК. Показана залежність ширини спектральної лінії ТГц кліноотронів від пульсацій напруги, що прискорює, та отримана ширина спектральної лінії кліноотрона 4 МГц на частоті 300 ГГц. Використання ПД-схеми управління напругою, що прискорює, та потужністю розжарення дозволяє стабілізувати частоту і потужність випромінювання ТГц кліноотронів і отримати значення стабільності, що задовольняють вимоги ЯМР-ДПЯ спектроскопії, висунуті до джерел ТГц випромінювання.

3. В результаті дослідження впливу розкиду поздовжніх швидкостей електронів в ЕП по товщині ЕП на ефективність електронно-хвильової взаємодії в клінотронах ТГц діапазону у разі використання несиметричної електронно-оптичної системи, що формує стрічковий електронний потік, показано підвищення електронно-хвильової взаємодії в клінотронному режимі у випадку зростання повздовжніх швидкостей електронів від нижчих шарів ЕП до верхніх.
4. Внаслідок чисельного моделювання електронно-хвильової взаємодії ЕП з розкидом повздовжніх швидкостей електронів за товщиною ЕП з полем гребінчастої СС в клінотронному режимі отримано умови збудження багаточастотного режиму генерації клінотрона у разі зростання повздовжніх швидкостей електронів від верхніх шарів ЕП до нижчих.
5. За допомогою розробленої моделі клінотрона, яка враховує відбиття та трансформацію поверхневих повільних хвиль у швидкі об'ємні хвилі та навпаки на таких неоднорідностях, як хвилевідний трійник у гарматного кінця СС та поршень у колекторного кінця СС, вперше показано резонансний характер збуджених коливань навіть за наявності суттєвих затухань поверхневих хвиль в ТГц діапазоні.
6. Вперше показано вплив відбиття та трансформації хвиль в області колектора на перерозподіл енергії, що потрапляє у вихідний хвилевід, що проходить крізь анодну апертуру в область гармати, та енергією, що відбивається у напрямку системи, що сповільнює рух хвилі. Показана можливість управління перерозподілом потужності, що поширюється в вихідний хвилевід.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Blank M. Millimeter-wave Sources for DNP-NMR / M. Blank, K. L. Felch / eMagRes. – 2018. – Vol. 7. – P. 155-166, DOI: 10.1002/9780470034590.emrstml582.
2. Matsuki Y. Application of Continuously Frequency-Tunable 0.4 THz Gyrotron to Dynamic Nuclear Polarization for 600 MHz Solid-State NMR / Y. Matsuki, K. Ueda, T. Idehara and el. // J Infrared Milli Terahz Waves. – 2012. – №33. – P. 745-755.
3. Anderson J. P. Studies of the 1.5-MW 110-GHz gyrotron experiment / J. P. Anderson, M. A. Shapiro, R. J. Temkin, I. Mastovsky, S. R. Cauffman // IEEE Trans. on Plasma Science. – 2004. – Vol. 32, № 3. – P. 877 – 883.
4. Nusinovich G. S. Introduction to the Physics of Gyrotrons // Baltimore: John Hopkins University Press. – 2004.
5. Альтшулер Ю. Г. Лампы малой мощности с обратной волной / Ю. Г. Альтшулер, А. С. Татаренко // М.: Сов. Радио. – 1963. – С. 296.
6. Левин Г. Я. Клилотрон / Г. Я. Левин, А. И. Бородкин, А. Я. Кириченко, С. А. Чурилова, А. Я. Усиков. // К.: Наук. Думка. –1992. – С. 157.
7. Ковшов Ю. С. Стабилизация частоты электромагнитных колебаний в ЛОВ-генераторах субмиллиметрового диапазона / Ю. С. Ковшов, А. И. Иванов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, А. Н. Кулешов, Б. П. Ефимов // Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника». – 2013. – Т 23, № 1094. – С. 77-83.
8. Ковшов Ю. С. Моделирование и экспериментальное исследование характеристик клилотронов непрерывного действия в диапазоне частот 125-135 ГГц / Ю. С. Ковшов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, С. А. Власенко, Ю. С. Новикова-Коротун, В. В. Завертанный, А. Н. Кулешов // Радиофизика и электроника. – 2016. – Т.7, № 2, 2016. – С. 45-52.
9. Ковшов Ю. С. Высокочастотные омические потери в клилотронах непрерывного действия терагерцевого диапазона частот / Ю. С. Ковшов, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. А. Лихачев, С. А. Власенко, В. В. Завертанный, Э. М. Хуторян, А. Н. Кулешов // Радиофизика и электроника. – 2017. – Т.8, № 1, 2017. – С. 68-76.

10. Ponomarenko S. S. Numerical simulation and experimental study of sub-thz and thz cw clinotron oscillators / Y. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan and A. N. Kuleshov // IEEE Trans. on Electron Devices – 2018. – Vol. 65, № 6. – P. 2177-2182, DOI: 10.1109/TED.2018.2792258.
11. Khutoryan E. Excitation of hybrid space-surface waves in clinotrons with non-uniform grating / E. Khutoryan, Yu. Kovshov, A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, K. Lukin, V. Zavertanniy, T. Kudinova, S. Vlasenko, A. Kuleshov, T. Idehara // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves – 2018. – Vol. 39, № 3. – P. 236-249, DOI: 10.1007/s10762-017-0453-3.
12. Kovshov Yu. S. Effect of mode transformation in THz clinotron / Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2018. – Vol. 39, № 11. – P. 1055-1064, DOI: 10.1007/s10762-018-0534-y.
13. Kovshov Yu. S. Sub-THz CW clinotrons with multi-stage gratings / Yu. S. Kovshov, S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, A. N. Kuleshov // XV Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2015). – September 29 – October 2, 2015. – P. 1-4.
14. Ponomarenko S. S. Development of compact CW clinotrons for DNP-NMR spectroscopy / S. S. Ponomarenko, Y. S. Kovshov, S. A. Kishko, Y. S. Novikova-Korotun, E. M. Khutoryan and A. N. Kuleshov // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-4, DOI:10.1109/MSMW.2016.7538043.
15. Kishko S. A. Waveguide output for 130 GHz CW clinotron / S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, Yu. S. Kovshov and A. N. Kuleshov // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-3, DOI:10.1109/MSMW.2016.7538044.
16. Ponomarenko S. Numerical simulation and experimental study of 130 GHz CW clinotron oscillator / S. Ponomarenko, Yu. Kovshov, S. Kishko and A. Kuleshov // IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf. – 19 – 21 apr. 2016: conf. proc. – Monterey. – P. 1-2.

17. Kovshov Yu. 0.1 – 0.4 THz clinotron table-top modules for spectroscopy applications / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, S. Vlasenko, A. Likhachev, A. Lukash, A. Danik, E. Khutoryan and A. Kuleshov // 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering YSF-2017: int. conf., 17-20 Oct., 2017: conf. proc. – Lviv. – P. 275-278.
18. Kovshov Yu. Demonstration of a mode transformation effect in 300-GHz CW clinotron / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. Khutoryan and A. Kuleshov // 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 254-257, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460346.
19. Kovshov Yu. Electron beam velocity spread effect on a clinotron operation / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, V. Zheltov, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov // 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 326-329, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460245.
20. Kovshov Yu. Tracking analysis of a sheet electron beam for clinotron tube / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov // 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 330-333, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460387.
21. Idehara T. Introduction to the Special Issue B High Power THz Technologies Opened by High Frequency Gyrotrons // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2012. – Vol. 33, № 7. – P. 665-666.
22. Watanabe O. Development of a Tera Hertz Gyrotron as a Radiation Source / O. Watanabe, H. Tsuchiya, H. Mori, LaAgusu, S. Mitsudo, I. Ogawa, T. Saito, T. Idehara // Plasma and Fusion Research. – 2007. – Vol. 2. – P. S1043.
23. Li Sh. Mode analysis and design of 0.3-THz Clinotron / Sh. Li, J.-G. Wang, G.-Q. Wang, P. Zeng, D.-Y. Wang // Chinese Physics B. – 2016. – Vol. 25, № 10. – P. 108401.

24. Wang G. Study on 0.34 THz overmoded surface wave oscillator / G. Wang, J. Wang, Sh. Li, X. Wang, X. Lu, Z. Song // *Acta Physica Sinica -Chinese Edition*. – 2015. – Vol. 64, Issue 5. – p. 050703.
25. Ponomarenko S. 400-GHz Continuous-Wave Clinotron Oscillator / S. Ponomarenko, S. Kishko, V. Zavertanniy, E. Khutoryan, I. Lopatin, B. Yefimov, A. Kuleshov // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2013. – Vol. 41, № 1. – P. 82-86.
26. Schunemann K. Theory of the clinotron: A grating backward-wave oscillator with inclined electron beam / K. Schunemann, D. Vavriv // *IEEE Trans. on Electron Devices*. – 1999. – Vol. 46, № 11. – P. 2245-2252.
27. Yefimov B. P. Multiwave Resonance BWT of Clinotron type MM-Radiowave Band / B. P. Yefimov, G. Ya. Levin // *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*. – 1997. – Vol. 18, № 11. – P. 31-39.
28. Paoloni C. THz Backward-Wave Oscillators for Plasma Diagnostic in Nuclear Fusion / C. Paoloni, D. Gamzina, L. Himes, B. Popovic, R. Barchfeld, L. Yue, Y. Zeng, H. Tang, Y. Tang, P. Pan, H. Li, R. Letizia, M. Mineo, J. Feng, N. C. Luhmann // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2016. – Vol. 44, № 4. – P. 369-376.
29. Xie W. Three dimensional nonlinear analysis of a single-grating rectangular waveguide Cerenkov maser / W. Xie, Z.-C. Wang, J. Luo, D. Zhao // *Physics of Plasmas*. – 2015. – Vol. 22, № 4. – P. 042307.
30. Wang Z. High-Power Millimeter-Wave BWO Driven by Sheet Electron Beam / Z. Wang, Y. Gong, Y. Wei, Z. Duan, Y. Zhang, L. Yue, H. Gong, H. Yin, Z. Lu, J. Xu, J. Feng // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2013. – Vol. 60, № 1. – P. 471-477.
31. Chen Z. Novel low-voltage sub-terahertz range radial backward wave oscillator / Z. Chen, J. Wang, and Y. Wang // *Physics of Plasmas*. – 2017. – Vol. 24. – P. 013109.
32. Mineo M. Double-Corrugation Rectangular Waveguide Slow-wave Structure for THz Vacuum Devices / M. Mineo, C. Paoloni // *IEEE Trans. On Electron Devices*. – 2010. – Vol. 57, № 11. – P. 3169-3175.
33. Gardelle J. A Compact THz Source: 100/200 GHz Operation of a Cylindrical Smith-Purcell Free-Electron Laser / J. Gardelle, P. Modin, Hans P. Bluem, R. Jackson, J. Jarvis,

- A. Todd, J. Donohue // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. – 2016. – Vol. 6, № 3. – P. 1-6.
34. Шестопапов В. П. Дифракционная электроника // Харьков: Высшая школа. – 1976. – С. 233.
35. Шестопапов В. П. Дифракция волн на решетках / В. П. Шестопапов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб // Харьков, УССР, Харьковский Государственный Университет. – 1973. – С. 288.
36. Evdokimenko Yu. A new mechanism of excitation of a diffraction-radiation generator (free-electron laser) / Yu. Evdokimenko, K. Lukin, I. Revin, B. Skrynnik and V. Shestopalov // *Sov. Phys. Doklady*. – 1982. – Vol. 27. – P. 554.
37. Bratman V. Terahertz orotrons and oromultipliers / V. Bratman, B. Dumesh, A. Fedotov, P. Makhalov, B. Movshevich, F. Rusin // *IEEE Transactionson Plasma Science*. – 2010. – Vol. 38, № 6. – P. 1466-1471.
38. Rusin F. S. Orotron as the generator of the millimeter range / F. S. Rusin, G. D. Bogomolov // *Powerful electronics*. – 1968. – № 5. – P. 45-51.
39. Papadakis S. J. Orotron-based sub-millimeter-wave source, in *Passive Millimeter-Wave Imaging Technology XIII*, ed. D. A. Wikner, A. R. Luukanen / S. J. Papadakis, J. A. Hoffmann, A. H. Monica, D. M. Deglau, J. Yu, G. S. Nusinovich, T. M. Antonsen, R. Osiander // *Proc. SPIE*. – 2010. – Vol. 7670. – P. 76700O.
40. Komandin G. A. BWO generators for terahertz dielectric measurements / G. A. Komandin et al. // *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* – 2013. – Vol. 3, № 4 . – P. 440–444, DIO: 10.1109/TTHZ.2013.2255914.
41. Li Sh. Study on the stability and reliability of Clinotron at Y-band / Shuang Li, Jianguo Wang, Zaigao Chen, Guangqiang Wang, Dongyang Wang, Yan Teng // *Physics of Plasmas*. – 2017. – Vol. 24. – P. 113108.
42. Chen Z. Development of a novel overmoded sub-terahertz inclined coaxial clinotron with asymmetric mode suppressed / Zaigao Chen, Yue Wang // *Physics of Plasmas*. – 2017. – Vol. 24. – P. 103109.
43. Khutoryan E. Theory of Multimode Resonant Backward-Wave Oscillator With an Inclined Electron Beam / E. Khutoryan , M. Sattorov, K. A. Lukin, K. Oh-Joon, M. Sun-

- Hong, R. Bhattacharya, B. In-Keun, K. Seontae, Yi. Minwoo, S. Joonho, P. Gun-Sik // IEEE Trans. Elec. Dev. – 2015. – Vol. 62, № 5. – P. 1628-1634.
44. Milcho M. V. Peculiar Properties of Operating Modes of Klynotron-Type Oscillators / M. V. Milcho, B. P. Yefimov, V. V. Zavertanniy, V. V. Goncharov // Telecommunications and Radio Engineering. – 2006. – Vol. 65, № 6-10. – P. 719-730.
45. Dayton J. A. Backward Wave Oscillator Development at 300 and 650 GHz / J. A. Dayton, Jr. Carol L. Kory, G. T. Mearini // Proc. IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC-2006). – Monterey. – 2006. – P. 423-424.
46. Mineo M. Corrugated Rectangular Waveguide Tunable Backward Wave Oscillator for Terahertz Applications / M. Mineo, C. Paoloni // IEEE Trans. Elec. Dev. – 2010. – Vol. 57, № 6. – P. 1481-1484.
47. Мееров И. Б. Трехмерное моделирование плазмы методом частиц в ячейках на Intel Xeon Phi: оптимизация вычислений и примеры использования / И. Б. Мееров, С. И. Бахраков, И. А. Сурмин и др. // Суперкомпьютерные дни в России. – М. – 2015. – С. 495-508.
48. Вайнштейн Л. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике / Л. А. Вайнштейн, В. А. Солнцев // М.: Сов. Радио. – 1973. – С. 593.
49. Шевчик В. Н. Электроника ламп обратной волны / В. Н. Шевчик, Д. И. Трубецков // С.: Саратовский Университет. – 1975. – С. 195.
50. Гершензон Е. М. Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн / Е. М. Гершензон, М. Б. Голант, А. А. Негирев и др.; под ред. Н. Д. Девяткова // – М.: Радио и связь. – 1985. – С. 250.
51. Filipič G. Principles of ‘particle-in-cell’ simulations // 2008. – Accessed: Oct. 17, 2017. [Online]. Available: http://mafija.fmf.uni-lj.si/seminar/files/2007_2008/Seminar2.pdf
52. Бородкин А. И. Об улучшении условий взаимодействия электронного потока с полем поверхностной волны в клинотроне при работе в слабо неоднородном магнитном поле / А. И. Бородкин, А. Я. Кириченко, Г. Я. Левин // Тр. Ин-та радиофизики и электрон. АН УССР. – 1961. – Т. 9. – С. 273-277.

53. Levush B. Theory of relativistic backward-wave oscillators with end reflectors / B. Levush, T. Antonsen, Jr. Bromborsky, W. Lou, Y. Carmel // IEEE on Plasma Science. – 1992. – Vol. 20, № 3. – P. 263-280.
54. Ефимов Б. П. Многоволновый резонансный клинотрон миллиметрового диапазона / Б. П. Ефимов // Радиофизика и электроника. – 2007. – Т. 12. – С. 71-80.
55. Nusinovich G. S. Mode Interaction in Backward-Wave Oscillators with Strong End Reflections / G. S. Nusinovich, Yu. P. Bliokh // Phys. Plasmas. – 2000. – Vol. 7, № 4. – P. 1294-1301.
56. Андрушкевич В. С. Нестационарная теория клинотрона / В. С. Андрушкевич, Ю. Г. Гамаюнов, Е. В. Патрушева // Радиотехника и электроника. – 2011. – Т. 56, № 4. – С. 493-499.
57. Feng J. Fabrication of a 0.346-THz BWO for plasma diagnostics / J. Feng et al. // IEEE Trans. Electron Devices. – 2018. – Vol. 65, № 6. – P. 2156-2163, DOI: 10.1109/TED.2018.2821683.
58. Vavriv D. M. Potential of the Clinotron for THz-Generation / D. M. Vavriv // AIP Conference Proceedings. – 2006. – Vol 807. – P. 367-372.
59. Лысенко Е. Е. Разработка клинотронов непрерывного действия для диапазона 400...500 ГГц / Е. Е. Лысенко, С. В. Паньков, О. Ф. Пишко, В. Г. Чумак, С. А. Чурилова // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2010. – Т. 15, № 11. – С. 63-71.
60. Chang N. C. The effect of beam cross-sectional velocity variation on backward-wave-oscillator current / N. C. Chang, A. W. Shaw, and D. A. Watkins // IRE Trans. Electron Devices. – 1959. – Vol. 6, № 4. – P. 437-442, doi: 10.1109/T-ED.1959.14576
61. Vyas P. Effect of beam thermal spread on BWO (backward wave oscillator) interaction / P. Vyas, Y. Choyal, K. P. Maheshwari, and K. C. Mittal // Phys. Scripta. – 2004. – Vol. 69, № 1. – P. 55-58, doi: 10.1238/Physica.Regular.069a00055.
62. Кириченко А. Я. О возможности снижения фокусирующих магнитных полей в генераторах с нежесткофокусированными электронными потоками / А. Я. Кириченко, Б. П. Ефимов, В. Ф. Процай // Тр. ИРЭ АН УССР. – 1969. – Т. 16. – С. 119-130.

63. Чурилова С. А. Клинотроны непрерывного и импульсного действия субмиллиметрового диапазона / С. А. Чурилова, А. И. Бородкин, Г. Я. Левин, С. Н. Терехин // Тр. Тр. ИРЭ АН УССР. – 1969. – Т. 16. – С. 76-85.
64. Русин Ф. С. Влияние пульсаций электронного потока на работу оротрона / Ф. С. Русин, Л. А. Синенко // Радиотехника и электрон. – 1979. – Т. 24, № 7. – С. 1396-1404
65. Глаголева-Аркадьева А. А. Тр. III съезда Российской Ассоциации физиков в Нижнем Новгороде // – 1922.
66. Denysenkov V. Liquid state DNP using a 260 GHz high power gyrotron / Vasyil Denysenkov, Mark J. Prandolini, Marat Gafurov, Deniz Sezer, Burkhard Endeward and Thomas F. Prisner // Phys. Chem. Chem. Phys. – № 12. – 2010. – P. 5786-5790
67. L. R. Becerra, G. J. Gerfen, R. J. Temkin, D. J. Singel and R. G. Griffin // Phys. Rev. Lett. – 1993. – Vol. 71. – P. 3561-3564.
68. J. Ardenkjaer-Larsen, B. Fridlund, A. Gram, G. Hansson, L. Hansson, M. Lerche, R. Servin, M. Thaning and K. Golman // Proc. Natl. Acad. Sci., U. S. A. – 2003. – Vol. 100. – P. 10158-10163.
69. T. Maly, G. T. Debelouchina, V. S. Bajaj, K.-N. Hu, C.-G. Joo, M. L. Mak-Jurkauskas, J. R. Sirigiri, P. C. A. van der Wel, J. Herzfeld, R. J. Temkin and R. G. Griffin // J. Chem. Phys. – 2008. Vol. 128. – P. 052211(1-19).
70. K. Golman, R. I. Zandt, M. Lerche, R. Pehrson and J. H. Ardenkjaer-Larson // Cancer Res. – 2006. – Vol. 66. – P. 10855-10860.
71. M. Reese, D. Lennartz, T. Marquardsen, P. Hofer, A. Tavernier, P. Carl, T. Schippmann, M. Bennati, T. Carlomagno, F. Engelke and C. Griesinger // Appl. Magn. Reson. – 2008. – Vol. 34. – P. 301-311.
72. Гершензон Е. М. Субмиллиметровая спектроскопия / Е. М. Гершензон // Советский обзорительный журнал. – 1998. – № 4. – С. 78-85.
73. Krupnov A. F. and Gershtain L. I. // Prib. Tekh. Eksp.. – 1970. – № 6. – P.143-144.
74. Townes C. H. Microwave spectroscopy / C. H. Townes, A. L. Shawlov // McGraw – Hill. – N. Y. –1955.

75. Вальдов А. Н. Повышение разрешающей способности субмиллиметрового радиоспектроскопа с лампой обратной волны и акустическим детектором / А. Н. Вальдов, Л. И. Герштейн, Е. Н. Карякин, А. Ф. Крупнов, А. В. Масловский // Приборы и техника эксперимента. – № 5.– 1974. – С. 110-111.
76. Мильчо М. В. Взаимодействие электронов с поперечной продольной составляющей высокочастотного поля в генераторах типа клинотрон / М. В. Мильчо // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2007. – Т. 12, спец. вып. – С. 59–70.
77. Kirley M. P. The physics of conductivity at terahertz frequencies / M. P. Kirley, J. H. Booske // Proc. 2015 IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Beijing. – 2015. – conf. proc., DOI: 10.1109/IVEC.2015.7223746.
78. Booske J. H. Vacuum electronic high power terahertz sources / J. H. Booske, R. J. Dobbs, C. D. Joye, C. L. Kory, G. R. Neil, Gun-Sik Park, J. Park, R. J. Temkin // Trans. Terahertz Sci. and Tech. – 2011. – Vol. 1, № 1. – P. 54-75.
79. Голант М. Б. Изготовление резонаторов и замедляющих систем / М. Б. Голант, А. А. Маклаков, М. Б. Щур // М.: Советское Радио. – 1969. – С. 408.
80. Выполнение измерений параметров шероховатости поверхности по ГОСТ 2789–73 при помощи приборов профильного метода: лабораторная работа // сост. Б. Н. Хватов. – Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. унта. – 2006. – С. 24.
81. Физика. Ч.3 Волновая и квантовая оптика: методические указания по выполнению лабораторных работ // сост. Т. Н. Сафонова. – Ливны: Изд-во ОрелГТУ. – 2008. – С. 72.
82. Awad A. M. Removal of tarnishing and roughness of copper surface by electropolishing treatment / A. M. Awad, N. A. Abdel Ghany, T. M. Dahy // Applied Surface Science. – 2010. – № 256. – P. 4370 – 4375.
83. Куш В. С. Метод изготовления замедляющих систем для ЛОВ субмиллиметрового диапазона волн / В. С. Куш, М. Б. Голант, М. Г. Задворнов // Вопросы спец радиоэлектроники, серия Электроника СВЧ. – 1964. – Т. 7. – С. 121-125.

84. Куш В. С. Разработка мелкоструктурных замедляющих систем для СВЧ генераторов субмиллиметрового диапазона волн и их исследование: дис. канд. тех. наук, АН УССР. – Ин-т радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова. – Харьков. – 1971. – С. 172.
85. Левин Г. Я. Изготовление гребенчатых замедляющих систем субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов радиоволн при помощи плавающей накатки / Г. Я. Левин, А. И. Бородкин, Б. П. Ефимов, А. П. Васюренко, Г. Я. Руденький, Л. И. Ендальцев // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. ИРЭ им. А. Я. Усикова. – 1962. – Т. 10. – С. 223-226.
86. Gamzina D. Nanoscale Surface Roughness Effects on THz Vacuum Electron Device Performance / D. Gamzina, H. Li, L. Himes, R. Barchfeld, B. Popovic, P. Pan, R. Letizia, M. Mineo, J. Feng, C. Paoloni, N. C. Luhmann // IEEE Trans. on Nanotechnology. – 2016. – Vol. 15, № 1. – P. 85-93.
87. Bhattacharjee S. Folded Waveguide Traveling-Wave Tube Sources for Terahertz Radiation / S. Bhattacharjee, J. Booske, C. Kory, D. Van Der Weide, S. Limbach, S. Gallagher, J. Welter, M. Lopez, R. Gildenbach, R. Ives, M. Read, R. Divan, D. Mancini // IEEE Trans. on Plasma Sci. – 2004. – Vol. 32, № 3. – P. 1002-1013.
88. Ponomarenko S. S. Development of compact CW clinotrons for DNP-NMR spectroscopy / S. S. Ponomarenko, Y. S. Kovshov, S. A. Kishko, Y. S. Novikova-Korotun, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov // Proc. 9th Int. Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2016). – 2016. – P. 1-4.
89. Mineo M. Comparison of THz Backward Wave Oscillators Based on Corrugated Waveguides / M. Mineo, C. Paoloni // Progress In Electromagnetics Research Letters. – 2012. – Vol. 30. – P. 163-171.
90. Joe J. Experimental and theoretical investigations of a rectangular grating structure for low-voltage traveling wave tube amplifiers / J. Joe, L. Louis, J. Scharer, J. Booske, M. Basten // Phys. Plasmas. – 1997. – Vol. 4, № 7. – P. 2707-2715.
91. Путилов К. А. Курс физики. Том II. Учение об электричестве. Учебное пособие / К. А. Путилов // М.: Гостехтеориздат. – 1962. – С. 583.

92. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. 3., Термодинамика и молекулярная физика / Д. В. Сивухин // М.: Наука. – 1975. – С. 552.
93. Tsimring Sh. E. Electron beams and microwave vacuum electronics / Sh. E. Tsimring // New Jersey: John Wiley & Sons, Inc. – 2007. – P. 599.
94. Grow R. W. Backward-Wave Oscillator Efficiency / R. W. Grow, D. A. Watkins // Proceedings of the IRE. – 1955. – Vol. 43, № 7. – P. 848 – 856.
95. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки // М.: Советское радио. – 1966. – С. 454.
96. Basten M. A. Two-plane focusing of high-space-charge sheet electron beams using periodically cusped magnetic fields / M. A. Basten and J. H. Booske // Journal of Applied Physics. – 1999. – Vol. 85, № 9. – P. 6313-6322.
97. Кириченко А. Я. Ортоклинотронный эффект // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2007. – Т. 12, спец. вып. – С. 117-121.
98. Crank J. The Mathematics of Diffusion, 2nd ed. // Oxford, U.K.: Clarendon. – 1975.
99. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ: в 2 т. Т. 1 // М.: Высш. Школа. – 1972. – С. 405.
100. Харченко М. А. Корреляционный анализ: учеб. пособие для вузов / М. А. Харченко // Воронеж: Изд-во Воронеж. гос. ун-та. – 2008. – С. 31.
101. Ефимов Б. П. Многоволновый резонансный клинотрон миллиметрового диапазона / Б. П. Ефимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2007. – Т. 12, спец. вып. – С. 71-80.
102. Пишко О. Ф. Электродинамические характеристики выходного устройства клинотрона / О. Ф. Пишко, В. Г. Чумак, С. А. Чурилова // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2007. – Т. 12, спец. вып. – С. 130-133.
103. Гинзбург Н. С. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ / Н. С. Гинзбург, С. П. Кузнецов, Т. Н. Федосеева // Изв. вузов. Радиофизика. – 1979. – Т. 21, № 7. – С. 1978-1052.

104. Sattorov M. Automodulation Processes in Clinotrons With Low-Focusing Magnetic Field / M. Sattorov, E. Khutoryan, K. Lukin et al. // *IEEE Trans. Elec. Dev.* – 2015. – Vol. 62, № 5. – P. 1617-1621.
105. Хуторян Э. М. Колебания в генераторе О-типа при возбуждении объемно-поверхностной моды резонатора с периодически неодородной гребенкой / Э. М. Хуторян, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, К. А. Лукин, А. Н. Кулешов, Б. П. Ефимов // *Известия ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика.* – 2013. – Т. 21, №. 2.– С. 9-19.
106. Ponomarenko S. S. Development of 94 GHz BWO – klynotron with 3-stage grating / S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A.N. Kuleshov, B. P. Yefimov // *Telecommunications and Radio Engineering.* – 2014. – Vol. 73, № 3. – P. 271-281.
107. Лысенко Е. Е. Экспериментальное исследование клинотрона с распределенным квазиоптическим выводом энергии / Е. Е. Лысенко, О. Ф. Пишко, С. А. Чурилова // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 1999. – Т. 4, № 1. – С. 13-20.
108. Бородкин А. И. Исследование многоступенчатых замедляющих систем гребенчатого типа / А. И. Бородкин, Л. М. Бузык, Е. Е. Лысенко // *ИРЭ АН УССР.* – 1980. – С. 39 (Препр. / АН УССР, Ин-т радиофизики и электрон.; ИРЭ 1980-151).
109. Kuleshov N. Sub-THz CW clinotron oscillators with increased output power / N. Kuleshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, V. Zavertanniy, E. Khutoryan, and B. Yefimov // *in Proc. IVEC, Monterey, CA, USA .* – 2014. – P. 73-74.
110. Bezborodov V. I. Quasi-optical radio measuring devices for shorter-millimeter and submillimeter wavelengths, based on the metal-dielectric waveguide of square cross-section / V. I. Bezborodov, V. K. Kiseliov, Y. M. Kuleshov, and M. S. Yanovsky // *Telecomm. Radio Eng.* – 2009. – Vol. 68, № 5. – P. 371-383.
111. Kovshov Y. S. Numerical Simulation and Experimental Study of SubTHz and THz CW Clinotron Oscillators / Y. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov // *IEEE Transactions on Electron Devices.* – 2018, DOI: 10.1109/TED.2018.2792258
112. Kirilenko A. A. Application of the generalized scattering matrix technique for the dispersion analysis of 3D slow-wave structures / A. A. Kirilenko, S. L. Senkevich,

- S. O. Steshenko // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 2015. – Vol. 74, № 17. – P. 1497-1511, DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v74.i17.10.
113. Steshenko S. O. Partial domain technique considering field singularities in the internal problems with arbitrary piecewise-coordinate boundaries: Part 2. Plane-transverse junctions and "in-line" objects / S. O. Steshenko, S. A. Prikolotin, A. A. Kirilenko, D. Yu. Kulik, L. A. Rud', S. L. Senkevich // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 2014. – Vol. 73, № 3. – P. 187-201.
114. Rud' L. A. E-plane T-junction of oversize rectangular waveguides // *Radiophysics and Quantum Electronics*. – 1985. – Vol. 28, № 2. – P. 146-151.
115. Marshall E. M., Dispersion relations for metal grating loaded resonators / E. M. Marshall, J. E. Walsh, E. J. Price, J. A. Jackson // *Int. J. Inf. Millimeter Waves*. – 1990. – Vol. 11, № 10. – P. 1189-1224.
116. Евдокименко Ю. И. К двумерной нелинейной нестационарной теории генератора дифракционного излучения / Ю. И. Евдокименко, К. А. Лукин, В. П. Шестопапов // *Электронная техника, Сер.1 Электроника СВЧ*. – 1981. – Вып. 10. – С. 35-40.
117. Molokovsky S. I. Methods of fields calculations / S. I. Molokovsky, A. D. Sushkov // in *Intense Electron and Ion Beams*. – Berlin, Germany: Springer. – 2005. – P. 27-45.
118. Youngchan K. High-speed high-resolution terahertz spectrometers / K. Youngchan, Y. Dae-Su, Y. Minwoo and A. Jaewook // *J. Korean Phys. Soc.* – 2010. – Vol. 56, № 1. – P. 255-261.
119. Zvyagin S. THz range free-electron laser ESR spectroscopy: techniques and applications in high magnetic fields / S. Zvyagin, M. Ozerov, E. Cizmar, D. Kamenskiy, S Zherlitsyn, T. Herrmannsdorfer, J. Wosnitza, R. Wunsch, W. Seidel // 2009. – Accessed: Apr. 30, 2018. [Online]. Available: <https://arxiv.org/pdf/0906.0105.pdf>.
120. Microtech Instruments, Inc. (2018). QS2-500 data sheet. Accessed: Apr. 30, 2018. [Online]. Available: [http://mtinstruments.com/2012%20 Datasheets/QS2/QS2-500.pdf](http://mtinstruments.com/2012%20Datasheets/QS2/QS2-500.pdf).
121. Khutoryan E. M. Stabilizations of gyrotron frequency and power by PID double feedback control on the acceleration and anode voltages / E. M. Khutoryan, T. Idehara, A. N. Kuleshov, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, Y. Matsuki, T. Fujiwara // 9th Int. Kharkiv

Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – Vol. 56, № 1. – P. 1-3.

122. CST Studio Suite. Charged particle simulation. Accessed: Apr. 30, 2018. [Online]. Available: https://www.cst.com/Content/Media/CST_Charged_Particle_2009_low.pdf.

123. Ефимов Б. П. Стохастическое взаимодействие мод в электронно-волновой колебательной системе с двумя каналами обратной связи / Б. П. Ефимов, К. А. Лукин, В. А. Ракитянский, В. П. Шестопапов // 1989 г. – Письма в ЖТФ. – Т. 15, № 18. – С. 9-12.

124. Ефимов Б. П. О трансформации спектра стохастических колебаний автогенератора под действием отражений / Б. П. Ефимов, К. А. Лукин, В. А. Ракитянский // Журнал технической физики. – 1988. – Т. 58, № 12. – С. 2398-2400.

125. Афанасьев В. И. Возбуждение хаотических колебаний в ЛОВО неламнарными электронными потоками / В. И. Афанасьев, К. А. Лукин, В. А. Ракитянский // Радиофизика и электроника. – 1997. – Т. 2. – № 1. – С. 115-118.

126. Idehara T. Power-stabilization of high frequency gyrotrons using a double PID feedback control for application to high power THz spectroscopy / T. Idehara, A. Kuleshov, K. Ueda // J. Infrared, Millimeter and THz Waves. – 2014. – Vol. 35, № 2. – P. 159-168.

127. Gruner G. Millimeter and submillimeter wave spectroscopy of solids // Topics in Applied Physics. – New York: Springer. – 1998.

128. Siegel P. THz technology: an overview // Int. Journal of High Speed Electronics and Systems. – 2002. – Vol. 13, № 2. – P. 910-928.

129. Yun-Shik Lee. Principles of Terahertz Science and Technology // Springer. – 2009.

130. Кудинцева Г. А. Термоэлектронные катоды / Г. А. Кудинцева, А. И. Мельникова, А. В. Морозов, Б. П. Никонов // – 1966. – С. 203-275.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Ковшов Ю. С. Стабилизация частоты электромагнитных колебаний в ЛОВ-генераторах субмиллиметрового диапазона / Ю. С. Ковшов, А. И. Иванов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, А. Н. Кулешов, Б. П. Ефимов // Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина. Серия «Радиофизика и электроника». – 2013. – Т 23, № 1094. – С. 77-83.
2. Ковшов Ю. С. Моделирование и экспериментальное исследование характеристик клинотронов непрерывного действия в диапазоне частот 125-135 ГГц / Ю. С. Ковшов, С. А. Кишко, С. С. Пономаренко, С. А. Власенко, Ю. С. Новикова-Коротун, В. В. Завертанный, А. Н. Кулешов // Радиофизика и электроника. – 2016. – Т.7, № 2. – С. 45-52.
3. Ковшов Ю. С. Высокочастотные омические потери в клинотронах непрерывного действия терагерцевого диапазона частот / Ю. С. Ковшов, С. С. Пономаренко, С. А. Кишко, А. А. Лихачев, С. А. Власенко, В. В. Завертанный, Э. М. Хуторян, А. Н. Кулешов // Радиофизика и электроника. – 2017. – Т.8, № 1. – С. 68-76.
4. Ponomarenko S. S. Numerical simulation and experimental study of sub-thz and thz cw clinotron oscillators / Y. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan and A. N. Kuleshov // IEEE Trans. on Electron Devices – 2018. – Vol. 65, № 6. – P. 2177-2182, DOI: 10.1109/TED.2018.2792258.
5. Khutoryan E. Excitation of hybrid space-surface waves in clinotrons with non-uniform grating / E. Khutoryan, Yu. Kovshov, A. Likhachev, S. Ponomarenko, S. Kishko, K. Lukin, V. Zavertanniy, T. Kudinova, S. Vlasenko, A. Kuleshov, T. Idehara // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves – 2018. – Vol. 39, № 3. – P. 236-249, DOI: 10.1007/s10762-017-0453-3.
6. Kovshov Yu. S. Effect of mode transformation in THz clinotron / Yu. S. Kovshov, S. S. Ponomarenko, S. S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2018. – Vol. 39, № 11. – P. 1055-1064, DOI: 10.1007/s10762-018-0534-y.
7. Kovshov Yu. S. Sub-THz CW clinotrons with multi-stage gratings / Yu. S. Kovshov, S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, A. N. Kuleshov // XV Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2015). – September 29 – October 2, 2015. P. 1-4.

8. Ponomarenko S. S. Development of compact CW clinotrons for DNP-NMR spectroscopy / S. S. Ponomarenko, Y. S. Kovshov, S. A. Kishko, Y. S. Novikova-Korotun, E. M. Khutoryan and A. N. Kuleshov // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-4, DOI:10.1109/MSMW.2016.7538043.
9. Kishko S. A. Waveguide output for 130 GHz CW clinotron / S. A. Kishko, S. S. Ponomarenko, Yu. S. Kovshov and A. N. Kuleshov // 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). – 2016. – P. 1-3, DOI:10.1109/MSMW.2016.7538044.
10. Ponomarenko S. Numerical simulation and experimental study of 130 GHz CW clinotron oscillator / S. Ponomarenko, Yu. Kovshov, S. Kishko and A. Kuleshov // IEEE International Vacuum Electronics Conference: int. conf. – 19 – 21 Apr. 2016: conf. proc. – Monterey. – P. 1-2.
11. Kovshov Yu. 0.1 – 0.4 THz clinotron table-top modules for spectroscopy applications / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, S. Vlasenko, A. Lihachev, A. Lukash, A. Danik, E. Khutoryan and A. Kuleshov // 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering YSF-2017: int. conf., 17-20 Oct. 2017: conf. proc. – Lviv. – P. 275-278.
12. Kovshov Yu. Demonstration of a mode transformation effect in 300-GHz CW clinotron / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, L. Mospan, S. Steshenko, E. Khutoryan and A. Kuleshov // 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 254-257, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460346.
13. Kovshov Yu. Electron beam velocity spread effect on a clinotron operation / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, V. Zhelto, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov // 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 326-329, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460245.
14. Kovshov Yu. Tracking analysis of a sheet electron beam for clinotron tube / Yu. Kovshov, S. Ponomarenko, S. Kishko, A. Likhachev, A. Danik, E. Khutoryan, D. Zahrevskiy, A. Kuleshov // 2018 Int. Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). – Kyiv, Ukraine. – Jul. 2-5, 2018. – P. 330-333, DOI: 10.1109/MMET.2018.8460387.