НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

Максименко Олександр Володимирович

УДК 537.86, 537.87

ДИСЕРТАЦІЯ
ВЗАЄМОДІЯ ГВИНТОВИХ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ З ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМИ ПОЛЯМИ В РЕЗОНАТОРАХ ГІРОТРОНІВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНУ

01.04.20 – фізика пучків заряджених частинок
Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

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

Науковий керівник: Ткаченко Віктор Іванович, доктор фізико-математичних наук, професор

Харків – 2021

АНОТАЦІЯ

Максименко О.В. Взаємодія гвинтових електронних пучків з електромагнітними полями в резонаторах гіротронів терагерцового діапазону. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук із спеціальності 01.04.20 – фізика пучків заряджених частинок. –
Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України. –
Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України. –
Харків, 2021.

Дана дисертаційна робота присвячена дослідженню взаємодії гвинтових електронних пучків з електромагнітними полями в резонаторах терагерцових гіротронів. В якості першого кроку розглянуто дисперсійне рівняння циліндричного резонатора з ідеально провідними стінками, радіус якого описується синусоїдально-періодичною залежністю відносно азимутального кута. Використовуючи теорію нескінченних визначників, вперше аналітичним шляхом показано, що поблизу точок перетину сусідніх гармонік з'являються смуги непропускання, в яких коливання резонатора відсутні. Це підтвердилось і числовими розрахунками. Для більш точного аналізу електромагнітних полів у резонаторах сучасних терагерцових гіротронів розроблено метод, що узагальнює традиційну систему рівнянь гіротрону на випадок значних омічних та дифракційних втрат. Холодними параметрами гіротрону вважаються такі їх значення, які можна отримати без урахування впливу електронного пучка. Для їх визначення вперше запропоновано застосовувати розклад поздовжніх компонент електромагнітних полів. Це дозволило зменшити кількість рівнянь методу та збільшити швидкість його збіжності в порівнянні з існуючими методами.

Коректне самоузгоджене врахування омічних втрат у стінках резонатора дозволило перевірити широковживану оціночну формулу для омічної добротності та точно змоделювати вплив омічних втрат на власні частоти, добротності і розподіл електромагнітних полів. Проте, такий метод має недолік – при врахуванні пучка електронів, його система рівнянь значно ускладнюється та втрачаються всі його переваги. Виходячи з цього, узагальнено добре відомий метод на основі розкладів поперечних компонент електромагнітних полів на випадок значних омічних втрат. Використовуючи цей метод, вперше була отримана узагальнена формула стартового струму на випадок значної конверсії мод у наближенні заданого поля. Ця формула вперше дозволила визначити вплив конверсії мод на стартовий струм у резонаторі гіротрону з великим вихідним кутом та резонаторі гіротрону з трансформацією мод. Досліджувалось таке важливе питання як вплив точності виготовлення резонатора на стартовий струм гіротрону з трансформацією мод. Перевагою такої формули є швидкість отримання відповіді, що є необхідним при оптимізації параметрів гіротронів та отриманні першого наближення для більш точних методів. Однак дана формула ігнорує вплив пучка на розподіл електромагнітних полів, не може застосовуватись на всьому діапазоні магнітних полів та її точність погіршується зі збільшенням аксіального числа. Як наслідок, постає необхідність розглядати взаємодію пучка електронів з електромагнітними полями самоузгодженим чином. Традиційний підхід, який полягає в сумісному розв’язку рівнянь руху електронів пучка і рівняння збудження електромагнітних полів, дозволяє такі розгляди лише в одномодовому наближенні. Його узагальнення на випадок значної конверсії мод стикається з проблемою різного типу задач для рівнянь руху електронів пучка та рівнянь для електромагнітних полів. Це початкова та крайова задачі, відповідно. Також він не враховує омічних втрат або враховує їх методом збурень. Для вирішення цього питання був розроблений метод, який зводить рівняння руху та рівняння електромагнітних полів до спектральної задачі. Її власними значеннями виступають частота вимушених коливань електромагнітних полів та стартовий струм. Оскільки для рівнянь електромагнітних полів використовувався запропонований метод на основі розкладу поперечних компонент, то всі його переваги збереглись в цій спектральній задачі. А саме, можливість врахування як мод, що розповсюджуються, так і мод, що не розповсюджуються, будь-якої поляризації, врахування омічних втрат самоузгодженим чином. Традиційний шлях знаходження стартових параметрів гіротрону має справу лише з обмеженими амплітудами поля резонатора та обмеженою кількістю електронів пучка. Вказані недоліки відсутні у запропонованому методі. Завдяки цьому методу вперше оцінено вплив конверсії мод на стартові струми, частоти та розподіл електромагнітних полів на всьому діапазоні значень зовнішнього магнітного поля. Виявлено, що конверсія мод слабо впливає на стартовий струм резонатора гіротрону з великим вихідним кутом, проте суттєво змінює розподіл його електромагнітних полів у вихідному поперечному перерізі.

Проведені дослідження базуються на сучасних методах електродинаміки гіротронів, які враховують конверсію мод та омічні втрати. Отримані результати будуть корисні для подальшого теоретичного та експериментального дослідження субтерагерцових та терагерцових гіротронів. Інтерес до цих джерел електромагнітного випромінювання також викликаний рекордними значеннями їх потужності та ефективності у вказаних частотних діапазонах та їх застосуванням у діагностиці плазми, спектроскопії речовин, виявленні джерел іонізуючого випромінювання, дослідженні тонкої структури позитронія та ін. Проведені в дисертації дослідження визначили вплив омічних втрат та конверсії мод у таких гіротронах.

Ключові слова: гіротрони, терагерцове випромінювання, конверсія мод, омічні втрати, взаємодія пучок-хвиля, імпедансні граничні умови, самоузгоджений підхід.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, у яких опубліковано основні результати дисертації:

1. Maksimenko A. V., Tkachenko V. I., Tkachenko I. V. A dispersion equation of the cylindrical ideal wall vacuum cavity sinusoidally corrugated in azimuthal direction. Part I. A physically based method obtaining of the dispersion equation // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Nuclear Physics Investigations”. 2017. № 6. P. 28-33.
2. Maksimenko A. V., Tkachenko V. I., Tkachenko I. V. A dispersion equation of the cylindrical ideal wall vacuum cavity sinusoidally corrugated in azimuthal direction. Part II. Investigation of the dispersion equation // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Nuclear Physics Investigations”. 2018. № 3. P. 38-41.
3. Maksimenko A.V., Zaginaylov G.I., Shcherbinin V.I. On the theory of longitudinally inhomogeneous waveguides with impedance walls // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2015. V. 12. №. 2. P. 362-370.
4. Maksimenko O.V., Zaginaylov G.I., Khizhnyak S.N. Efficient method for analysis of mode conversion and ohmic losses in terahertz gyrotrons // Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kiev, Series: Radiophysics and Electronics. 2015. V. 23. № 1. P. 49-54.
5. Maksimenko A.V., Shcherbinin V.I., Tkachenko V.I. Coupled-mode theory of an irregular waveguide with impedance walls // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2019. V. 40. № 6. P. 620-636.
6. Maksimenko A.V., Shcherbinin V.I., Hlushchenko A.V., Tkachenko V.I. Effect of cavity ohmic losses on efficiency of low-power terahertz gyrotron // IEEE Transaction on Electron Devices. 2017. V. 64. № 9. P. 3898-3903.
7. Maksimenko A.V., Shcherbinin V.I., Hlushchenko A.V., Tkachenko V.I., Avramidis K.A., Jelonnek J. Starting currents for eigenmodes of a gyrotron cavity with mode conversion // IEEE Transaction on Electron Devices. 2019. V. 66. № 3. P. 1552-1558.

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

8. Максименко А.В., Загинайлов Г.И., Щербинин В.И. К теории продольно-неоднородных волноводов с импедансными стенками // Материалы XVIII Международной научной конференции молодых ученых и специалистов к 105-летию Н.Н. Боголюбова (ОМУС-2014) (24-28 февраля 2014г., г. Дубна). Дубна. 2014. С. 33-37. (участь в обговоренні).
9. Maksimenko O.V., Zaginaylov G.I. Mode conversion and ohmic losses in terahertz gyrotrons // Materials of XIV international young scientists' conference on applied physics (11-14 June 2014, Kyiv). Kyiv. 2014. P. 8. (доповідач).
10. Maksimenko A.V., Zaginaylov G.I., Shcherbinin V.I., Schunemann K. Theory of irregular impedance waveguides: generalized method of separation of variables // Materials of 15th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (26-28 Aug. 2014, Dnipropetrovsk). Dnipropetrovsk. 2014. P. 31-35. (участь в обговоренні).
11. Maksimenko A.V., Zaginaylov G.I., Shcherbinin V.I., Schuneman K. Influence of mode conversion and ohmic losses on electromagnetic properties of THz gyrotron cavities // Materials of International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF-2015) (29 Sep.-2 Oct., 2015, Dnipropetrovsk). Dnipropetrovsk. 2015. Paper ID MTE-6-en (4 p.). (доповідач).
12. Максименко О.В., Загинайлов Г.І., Щербінін В.І. Оптимізація профілю резонатора терагерцового гіротрону з урахуванням конверсії мод та омічних втрат. // Матеріали XII Міжнародної наукової конференції «Фізичні явища в твердих тілах» (1-4 грудня 2015 р., м. Харків). Харків, 2015. С. 154. (доповідач).
13. Maksimenko A.V., Zaginaylov G.I., Schuneman K. Coupled mode theory for longitudinally inhomogeneous impedance waveguides // Materials of 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW) (20-24 June 2016, Kharkiv), Kharkiv, 2016. P. 20. (доповідач).

14.Максименко О.В., Щербінін В.І., Глущенко А.В., Ткаченко В.І. Стартові струми резонатора гіротрону з урахуванням конверсії мод // Матеріали XVI наукової конференції з фізики високих енергій, ядерної фізики і прискорювачів (20-23 березня 2018 р., м. Харків). Харків, 2018. С. 99. (доповідач).

15.Максименко О.В., Щербінін В.І., Ткаченко В.І. Самоузгоджений аналіз резонаторів гіротронів з конверсією мод // Матеріали XVII наукової конференції з фізики високих енергій, ядерної фізики і прискорювачів (26-29 березня 2019 р., м. Харків). Харків, 2019. С. 76-77. (доповідач).

16.Maksimenko A.V., Shcherbinin V.I., Tkachenko V.I. Linear theory of beam-wave interaction in gyrotron cavities with mode conversion. // Materials of IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW) (21-25 Sep. 2020, Kharkiv), Kharkiv, 2020. P. 929-932. (доповідач).

ABSTRACT

Maksimenko O.V. “Interaction of helical electron beams with electromagnetic fields in gyrotron resonators in the terahertz range”. Research Project, Manuscript copyright.

Thesis for the scientific degree of the candidate of physical and mathematical sciences by specialty 01.04.20 – physics of charged particles beams. – National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology” NAS of Ukraine. – National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology” NAS of Ukraine. – Kharkiv, 2021.

The thesis paper is devoted to the study of the interaction of helical electron beams with electromagnetic fields in gyrotron resonators in the terahertz range. As a first step, we considered the dispersion equation of a cylindrical resonator with perfectly conducting walls, the radius of which is described by a sinusoidal-periodic dependence with respect to the azimuthal angle. Using the theory of infinite determinants, it is shown for the first time analytically that non-transmission bands appear near the intersection points of neighboring harmonics, in which there are no resonator oscillations. This was also confirmed by numerical calculations. For the more accurate analysis of electromagnetic fields in resonators of modern terahertz gyrotrons, the method which generalizes the traditional system of gyrotron equations in the case of significant ohmic and diffraction losses has been developed. Cold parameters of a gyrotron are considered to be such values that can be obtained without taking into account the effect of an electron beam. For the first time, it was proposed to apply the decomposition of longitudinal components of electromagnetic fields to determine them. This made it possible to reduce the number of equations of the method and increase the speed of its convergence compared to existing methods. Correct self-consistent accounting of ohmic losses in the resonator walls made it possible to test the widely used estimate formula for ohmic Q-factor and accurately simulate the effect of ohmic losses on natural frequencies, Q-factors, and the distribution of electromagnetic fields.

However, this method has a disadvantage – when taking into account the electron beam, its system of equations becomes much more complicated and all its advantages are lost. Based on this, the well-known method based on cross-component decompositions of electromagnetic fields was generalized in case of significant ohmic losses. Using this method, a generalized starting current formula was obtained for the first time in the case of the significant mode conversion in the approximation of a given field. This formula allowed us to determine for the first time the effect of mode conversion on the starting current in a gyrotron resonator with a large output angle and a gyrotron resonator with mode transformation. Such an important issue as the effect of the accuracy of resonator manufacturing on the starting current of a gyrotron with mode transformation was studied. The advantage of this formula is the speed of obtaining the result which is necessary when optimizing the parameters of gyrotrons and obtaining the first approximation for more accurate methods. However, this formula ignores the effect of the beam on the distribution of electromagnetic fields, cannot be applied over the entire range of magnetic fields, and its accuracy worsens with increasing axial number. As a consequence, it becomes necessary to consider the interaction of an electron beam with electromagnetic fields in a self-consistent way. The traditional approach, which consists in a joint solution of the equations of motion of the beam electrons and the equation of excitation of electromagnetic fields, allows such considerations only in a single-mode approximation. Its generalization in the case of the significant mode conversion faces the problem of various types of tasks for equations of motion of beam electrons and equations for electromagnetic fields. These are both the initial and boundary value tasks, respectively. It also does not take into account ohmic losses or does it by the perturbation method. To solve this issue, the method which reduces the equations of motion and the equations of electromagnetic fields to a spectral task was developed. Its eigenvalues are the frequency of forced oscillations of electromagnetic fields and the starting current. Since the proposed method based on the decomposition of transverse components was used for the equations of electromagnetic fields, all its advantages were preserved in this spectral task. Namely, the possibility to account for both propagating and non-propagating modes of any polarization, accounting for ohmic losses in a self-consistent way. The traditional way to find the starting parameters of a gyrotron deals only with limited resonator field amplitudes and a limited number of beam electrons. These disadvantages are not present in the proposed method. Thanks to this method, the effect of mode conversion on starting currents, frequencies, and the distribution of electromagnetic fields over the entire range of external magnetic field values were estimated for the first time. It was found that the mode conversion has little effect on the starting current of a gyrotron resonator with a large output angle, but significantly changes the distribution of its electromagnetic fields in the output cross-section.

The conducted studies are based on modern methods of gyrotron electrodynamics, which take into account mode conversion and ohmic losses. The results obtained will be useful for further theoretical and experimental studies of subterahertz and terahertz gyrotrons. Interest in these sources of electromagnetic radiation is also caused by the record values of their power and efficiency in these frequency ranges and their application in plasma diagnostics, substance spectroscopy, ionizing radiation sources detection, the fine structure of positronium study, etc. The studies carried out in the thesis paper determined the effect of ohmic losses and mode conversion in such gyrotrons.

Keywords: gyrotrons, terahertz radiation, mode conversion, ohmic losses, beam-wave interaction, impedance boundary conditions, self-consistent approach.

ЗМІСТ

ВСТУП

Актуальність теми. Підвищення робочої частоти вакуумних електронних приладів є однією з найактуальніших проблем сучасної фізики пучків заряджених частинок і радіофізики. Одними з найперспективніших таких приладів є гіротрони – генератори електромагнітного випромінювання, принцип роботи яких заснований на циклотронній нестійкості. Циклотронна нестійкість є релятивістським ефектом, який полягає в залежності значення електронної циклотронної частоти від енергії електронів. Цей ефект був майже одночасно теоретично відкритий Твіссом [1], Шнейдером [2] та Гапоновим [3, 4] у 1958-1959 роках. Перший експеримент, який продемонстрував цей ефект був проведений в 1964 році [5], а перші гіротрони, будова яких близька до сучасних, були сконструйовані в Радянському Союзі в кінці 1960-х років. Гіротрони вигідно виокремлюються серед інших генераторів електромагнітного випромінювання високою потужністю, високим ККД та відносно простою конструкцією. Так, потужність сучасних гіротронів є рекордною у різних частотних діапазонах (більш ніж 1 МВт на частоті 170 ГГц [6], 200 кВт на частоті 670 ГГц [7] та 0.5 кВт на 1.3 ТГц [8]). Існуючі одноступеневі системи рекуперації дозволяють підвищити ККД гіротронів до 70%. Відносна простота конструкції гіротронів робить їх привабливими для прикладних досліджень у невеликих дослідних центрах та в серійному виробництві. Справді, завдяки тому, що в гіротронах пучок електронів взаємодіє зі швидкими хвилями (їх фазова швидкість більша за швидкість світла) біля критичної частоти, ці прилади не потребують використання сповільнюючих систем з дрібними елементами та нечутливі до розкиду поздовжніх швидкостей пучка електронів. Використання сповільнюючих систем з дрібними елементами ускладнює, а іноді навіть робить технологічно неможливим, підвищення робочої частоти. Постійне покращення робочих характеристик терагерцових гіротронів пов'язано з великою кількістю теоретичних і експериментальних досліджень, що проводяться по всьому світі. Розробка терагерцових гіротронів та їх використання проводяться в дослідному центрі по вивченню дальнього інфрачервоного діапазону (FIR FU, Фукуї, Японія) [9]; Массачусетському Технологічному Інституті (MIT, США) [10]; Університеті Меріленда (UMD) [11]; науково-дослідній компанії CCR (Calabasas Creek Research, Inc., США) [12]; Терагерцовому науковому центрі (THz RC, Ченду, Китай) [13], інституті прикладної фізики (ІПФ РАН, Нижній Новгород, Росія). Вже існують комерційні фірми (наприклад, Bridge 12, США) [14] та підрозділ компанії Bruker-Biospin (сумісно з CPI, США) [15], які створюють гіротрони та гіротронні комплекси для спектроскопії високої роздільної здатності.

Традиційна схема гіротрону містить в собі: електронно-оптичну систему, яка формує гвинтовий пучок електронів з переважно обертовою (поперечною) частиною енергії; електродинамічну систему, яка забезпечує селекцію робочої моди циліндричного резонатора, з якою відбувається взаємодія електронного пучка; колектор електронів та систему виводу випромінювання, яка включає вихідне вікно і при необхідності квазіоптичний перетворювач робочої моди до виду, який необхідний у подальшому застосуванні. Оскільки однією з головних умов роботи гіротрону є виконання умови гірорезонансу, то для його роботи необхідне магнітне поле, яке створюється за допомогою магнітної системи. Для гіротронів суб-ТГц та ТГц діапазонів, зазвичай, використовуються або імпульсні магнітні системи, які дозволяють досягти магнітних полів з індукцією близько 30 Тл, або надпровідні кріомагніти з характерною величиною поля 10-20 Тл.

Рекордні значення потужності гіротронів та підвищений інтерес до енергетики термоядерного синтезу визначили їх основну область застосування – електронно-циклотронний резонансний нагрів плазми в установках керованого термоядерного синтезу. Проте, з появою потужних магнітів, завдяки яким з'явилась можливість до підвищення робочої частоти гіротронів, область їх застосування істотно розширилась. Так, сучасні гіротрони використовуються для високотемпературної обробки матеріалів [16], при створенні потужних систем радіолокації [17], виробництві нанопорошків [18], спектроскопії та інших застосуваннях [17]. Особливу увагу привертають до себе застосування терагерцових гіротронів (0.3-3 ТГц) [19]. Таким гіротронам вдається частково подолати так званий терагерцовий розрив потужності, який описує відсутність джерел випромінювання з достатньою потужністю (1 Вт) у вказаному частотному діапазоні. Створення потужних джерел випромінювання в цьому діапазоні пов’язано з принциповими фізичними обмеженнями: традиційні електровакуумні прилади (клістрони [20], лампи зворотної [21] та біжної хвилі [22], клінотрони [23]) мають елементи з розмірами, близькими до довжини хвилі, що призводить до перегріву або пробою при високому рівні потужності. Разом з лазерами [24, 25], гіротрони є найефективнішими джерелами терагерцового випромінювання. Повний опис можливих застосувань терагерцових гіротронів можна знайти в [26, 27]. Основними ж напрямками їх використання є діагностика та спектроскопія різноманітних середовищ, до яких відноситься також метод електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) та ядерного магнітного резонансу (ЯМР) високої роздільної здатності [19], діагностика параметрів плазми, дистанційне виявлення прихованих джерел іонізуючого випромінювання [11], вивчення тонкої структури позитронія [28]. Активність досліджень терагерцових гіротронів також пояснюється надзвичайними властивостями терагерцового випромінювання. Хвилі цього діапазону добре фокусуються та мають велику проникаючу властивість, що може бути використано в медицині та системах розпізнавання вибухових речовин. Терагерцове випромінювання неіонізуюче, що робить його безпечним у повсякденному використанні. Неорганічні та органічні молекули деяких видів речовин мають власні коливання саме в терагерцовому діапазоні. У цьому ж діапазоні лежать енергії водневих зв’язків, це дає можливість діагностувати та селекційно впливати випромінюванням на речовину.

Разом з перевагами терагерцових гіротронів у них існує ряд небажаних ефектів, які зменшують їх ефективність. До них відносяться вузький діапазон неперервної перебудови частоти генерації, конкуренція мод, конверсія мод, омічні втрати та ін. Слід відзначити, що вказані недоліки пов’язані між собою. Це призводить до загострення одних недоліків при боротьбі з іншими. Розглянемо основні з них.

Спектроскопічні методи дослідження вимагають якомога ширшого діапазону перебудови частоти та завдяки активним дослідженням у цьому напрямку вже існують ряд рішень, які дозволяють розширити смугу перебудови частоти понад 100 ГГц [29, 30]. Проте вказана перебудова частоти східчаста і досягається зміною робочої моди гіротрону. Спектроскопічні дослідження ж вимагають неперервної перебудови частоти, якої можна досягти зміною робочих параметрів гіротрону, таких як прискорююча напруга та зовнішнє магнітне поле. Таким чином вдається отримати смугу перебудови порядку 1-2 ГГц. Розширити цю смугу можна шляхом модифікації резонатора гіротрону [31-37].

Зменшення об'єму резонаторів терагерцових гіротронів та збільшення їх робочої частоти призводить до того, що омічні втрати можуть стати порядку, або навіть більше дифракційних втрат. Цей факт істотно відрізняє терагерцові гіротрони від низькочастотних, наприклад гіротронів для нагріву плазми. В останніх омічні втрати є нехтовно малими та зазвичай не розглядались при розробці.

Головною проблемою підвищення робочої частоти гіротрону є необхідність забезпечення високих значень зовнішнього магнітного поля. Необхідні величини магнітних полів можуть бути отримані шляхом використання імпульсних магнітів. Проте, ряд практичних застосувань вимагають неперервного терагерцового випромінювання, тому використання імпульсних магнітів не є вирішенням даної проблеми. Єдиним шляхом розв'язання цієї ситуації є робота на вищих циклотронних гармоніках. Це дозволяє знизити вимоги до зовнішнього магнітного поля в n раз, де n – номер циклотронної гармоніки. Однак при цьому загострюється проблема конкуренції робочої та паразитних мод, яка вимагає розробки спеціальних методів електронної та електродинамічної селекції. Електронна селекція здійснюється вибором радіуса електронного пучка (або декількох електронних пучків), що забезпечує найбільший імпеданс зв'язку електронів з полем робочої моди при відносно слабкому зв'язку з паразитними модами. Цікавим методом є використання декількох пучків в одному гіротроні [38, 39]. При цьому додатковий пучок може як сприяти ефективному збудженню робочої моди, так і поглинати енергію паразитних коливань. Інший варіант електронної селекції можна реалізувати в так званих гіротронах з великою орбітою, які використовують приосьові пучки, що ефективно взаємодіють лише з модами, чий азимутальний індекс дорівнює номеру циклотронної гармоніки [40]. Головною перешкодою на шляху їх широкого використання є складність реалізації електронно-оптичних систем, які формують приосьові електронні пучки. Електродинамічна селекція здійснюється шляхом використання модифікованих профілів традиційних резонаторів, наприклад східчастих, коаксіальних та ін. [41]. Однак, використання складних профілів резонатора стикається з проблемою підвищеної вимоги до точності виготовлення та обробки поверхні резонатора і може спричиняти конверсію робочої моди в її радіальні сателіти. Одним із таких варіантів є схема зв’язаних резонаторів з трансформацією мод [42, 43], в якому селекція здійснюється при збудженні пари мод на одній частоті, з однаковими азимутальними та близькими радіальними індексами. Ця схема на даному етапі розвитку технологій є важко доступною через вимоги до мікрометрової точності при виготовленні циліндричних резонаторів радіусом 1.5 – 2 мм та довжиною в декілька (в окремих випадках до десяти) міліметрів. Окрім конкуренції мод, при роботі на вищих циклотронних гармоніках послаблюється зв’язок пучка з робочою модою. Це, а також необхідність зниження стартового струму робочої моди призводить до збільшення потрібної довжини резонатора, що в свою чергу підвищує омічні втрати. В роботі [44] запропоновано подолати омічні втрати, не зменшуючи довжини резонатора, шляхом введення додаткової дрейфової секції, в якій взаємодія пучка з полем не відбувається. Таким чином, майже не змінюючи дифракційної добротності можна зменшити омічні втрати. Проте, в такому випадку постає питання конверсії мод.

Підвищення конверсії відбувається на різких неоднорідностях профілю резонатора. Зараз можна помітити тенденцію застосування різного роду неоднорідностей в резонаторах терагерцових гіротронів. Метою їх введення є селективна дія на робочу та паразитні моди, зменшення впливу омічних втрат та зниження стартового струму робочої моди [45-51].

Серед описаних вище недоліків саме вплив омічних втрат та конверсії мод на роботу гіротронів є найменш вивченим, оскільки в низькочастотних гіротронах з плавнозмінним профілем резонатора ці ефекти були нехтовно малими. З появою та інтенсивним розвитком терагерцових гіротронів, які часто мають різкі неоднорідності, питання того, як омічні втрати та конверсія мод будуть впливати на ефективність роботи гіротрону залишається відкритим. Зростання числа практичних застосувань терагерцового випромінювання, побудова нових терагерцових гіротронів з неканонічними резонаторами та нові експериментальні можливості роблять актуальними дослідження впливу омічних втрат та конверсії мод на взаємодію гвинтових електронних пучків з електромагнітними полями в резонаторах таких гіротронів. Цьому і присвячена дисертація.

Зв’язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана у Науково-виробничому комплексі «Відновлювані джерела енергії та ресурсозберігаючі технології» Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» Національної академії наук України відповідно до тематичного плану за темами: Відомчого замовлення НАН України «Розробка наукових основ підвищення ефективності застосувань нових та альтернативних енергетичних установок, перспективних матеріалів та ресурсозберігаючих технологій». Шифр теми III-1-11(НВК ВДЕРТ) № держреєстрації 0111U009592, та «Розвиток наукових основ використання структурно складних функціональних матеріалів і середовищ у альтернативній енергетиці та ресурсозбереженні.» Шифр теми III-1-16(НВК ВДЕРТ) № держреєстрації 0116U005362. Дисертант у зазначених роботах виступав у якості виконавця.

Мета та задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи є встановлення фізичних закономірностей взаємодії гвинтових електронних пучків з електромагнітними полями в резонаторах терагерцових гіротронів з урахуванням конверсії мод та омічних втрат. Для досягнення вказаної мети поставлені наступні **задачі**:

1. Розробити аналітичний метод дисперсійного аналізу циліндричних резонаторів з синусоїдальним азимутальним гофром. Результати методу перевірити числовими розрахунками.
2. Дослідити вплив омічних втрат та конверсії мод на частоти та добротності резонаторів терагерцових гіротронів у холодному (без пучка) наближенні. Оцінити залежність розподілу електромагнітних полів та потоку енергії від конверсії мод.
3. Виявити в лінійному несамоузгодженому наближенні вплив конверсії мод на стартовий струм терагерцових гіротронів із самоузгодженим урахуванням омічних втрат.
4. Визначити вплив конверсії мод на стартовий струм та частоту терагерцових гіротронів у лінійному самоузгодженому наближенні із самоузгодженим урахуванням омічних втрат.

Об'єктом дослідження є електронні пучки та електромагнітні поля у резонаторах терагерцових гіротронів.

Предметом дослідження є омічні втрати та конверсія мод у резонаторах терагерцових гіротронів.

Методи дослідження. Для досягнення поставленої мети були використані стандартні методи фізики пучків заряджених частинок, аналітичні методи теоретичної фізики та методи числового розв'язку звичайних диференціальних рівнянь. Електромагнітні властивості резонаторів терагерцових гіротронів у холодному наближенні визначались за допомогою розв'язання системи рівнянь Максвела, шляхом зведення їх до системи звичайних диференціальних рівнянь, імпедансних граничних умов, які враховують омічні втрати в стінках резонаторів та граничних умов випромінювання на кінцях резонатора; стартові струми та електромагнітні властивості резонаторів у випадку врахування пучка знаходились за допомогою розв'язання системи рівнянь Максвела та рівняння руху електронів зведенням їх до системи звичайних диференціальних рівнянь з використанням імпедансних граничних умов на бокових стінках та умов випромінювання на кінцях резонаторів; просторовим зарядом пучка та розкидом електронів пучка по радіусам і швидкостям нехтувалось.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в тому, що вперше:

1. Проведено аналітичний аналіз дисперсійних властивостей циліндричного резонатора з синусоїдальним азимутальним гофром на основі теорії нескінченних визначників. Поблизу точок перетину гармонік числовим методом виявлено смуги непропускання.
2. Запропоновано метод, який на основі розкладу поздовжніх компонент електромагнітних полів та двох невідомих функцій, дозволяє самоузгоджено врахувати омічні втрати та конверсію мод і їх вплив на частоти, добротності, та розподіл полів резонаторів терагерцових гіротронів.
3. Узагальнено метод, що використовує розклад поперечних компонент електромагнітних полів на випадок самоузгодженого врахування омічних втрат. Встановлено, що конверсія мод призводить до формування спіральних структур електромагнітного поля у поперечному перерізі резонаторів терагерцових гіротронів.
4. Отримано вираз для стартового струму у наближенні заданого поля з урахуванням конверсії мод. Встановлено вплив конверсії мод на стартовий струм терагерцових гіротронів. Оцінено вплив точності виготовлення резонатора гіротрону з трансформацією мод.
5. Одержано систему звичайних лінійних інтегро-диференціальних рівнянь, яка дозволяє отримати стартовий струм, частоту та розподіл полів самоузгодженим чином, з урахуванням конверсії мод та з самоузгодженим врахуванням омічних втрат.

Наукове та практичне значення отриманих результатів. Отримані в роботі результати можуть бути використані при подальших дослідженнях, розробках, виробництві та використанні субтерагерцових та терагерцових гіротронів. Виявлені смуги непропускання можуть бути використані в методах селекції генеруючого випромінювання терагерцових гіротронів. Коректне врахування омічних втрат та конверсії мод полегшать оптимізацію резонаторів терагерцових гіротронів та розробку методів боротьби з цими негативними явищами.

Особистий внесок здобувача. В усіх статтях за темою дисертації здобувач приймав безпосередню участь на усіх стадіях їх виконання, включаючи обговорення постановки задач, розробку і застосування теоретичних, числових та комп'ютерних методів для їх розв'язання, змістовний аналіз результатів та їх підготовку до публікації. Зокрема, виконання теоретичних розрахунків, вибір та програмна реалізація числових методів здійснені ним самостійно. Ним також самостійно написаний текст дисертації та сформульовані нові наукові результати і висновки, що виносяться до захисту.

По матеріалам досліджень були опубліковані праці [А.1-А16] у співавторстві. Особистий внесок здобувача в опублікованих роботах полягає в наступному.

В роботах [А.1, А.2] числовими розрахунками були досліджені дисперсійні характеристики циліндричного резонатора з парною кількістю синусоїдальних азимутальних гофрів, які отримано виходячи з властивостей позитивно визначеної, обмеженої, алгебраїчної форми. Показано, що отримані числові розрахунки дисперсійних характеристик циліндричного резонатора з парним синусоїдальним азимутальним гофром співпадають з експериментальними результатами.

В роботах здобувачем [А.3-А.4, А.8-А.12] здобувачем отримана система звичайних лінійних диференціальних рівнянь другого порядку, що дозволяє в холодному наближенні та з урахуванням конверсії мод і з самоузгодженим врахуванням омічних втрат знаходити частоти, добротності та розподіл полів резонаторів терагерцових гіротронів. Обрана та програмно реалізована числова схема, що враховує як моди, що розповсюджуються, так і моди, що не розповсюджуються, та розв'язує цю систему рівнянь.

В роботах [А.5, А.13] дисертантом отримана система звичайних лінійних диференціальних рівнянь першого порядку, що дозволяє в холодному наближенні та з урахуванням конверсії мод і з самоузгодженим врахуванням омічних втрат знаходити частоти, добротності та розподіл полів резонаторів терагерцових гіротронів. Обрана та програмно реалізована числова схема, що враховує як моди, що розповсюджуються, так і моди, що не розповсюджуються, та розв’язує цю систему рівнянь. Проаналізована збіжність обох методів як відносно числа врахованих мод, так і відносно числа точок дискретизації.

В роботі [А.6] здобувачем у холодному наближенні знайдені частота, добротності та розподіл електромагнітного поля резонатора гіротрона.

В роботах [А.7, А.14] дисертантом запропоновано метод, що дозволяє отримати аналітичний вираз для стартового струму гіротрону у випадку значної конверсії мод.

В роботах [А.15, А.16] здобувачем запропоновано метод, що дозволяє самоузгоджено обчислювати стартові струми, частоти та розподіли полів з урахуванням конверсії мод та омічних втрат. Отримані відповідні системи рівнянь та розглянуті числові приклади.

Таким чином, особистий внесок здобувача в отриманні результатів та положень дисертації, що підлягають захисту, є визначальним.

Апробація результатів дисертації. Основні результати роботи доповідалися, обговорювалися і отримали позитивну оцінку на наступних наукових конференціях, симпозіумах, форумах:

1. XVIII Международная научная конференция молодых ученых и специалистов к 105-летию Н.Н. Боголюбова (ОМУС-2014) (24-28 февраля 2014г., г. Дубна). [А.8];
2. XIV International Young Scientists’ conference on applied physics, (11-14 Jun. 2014, Kyiv). [A.9];
3. 15th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (26-28 May 2014, Dnipropetrovsk). [A.10];
4. International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF-2015) (29 Sep.-2 Oct., 2015, Dnipropetrovsk). [A.11];

5. XII Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах» (1-4 грудня 2015 р, м. Харків). [A.12];
6. 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW) (20-24 June 2016, Kharkiv). [A.13];
7. XVI конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики і прискорювачів (20-23 березня 2018 р., м. Харків). [A.14];
8. XVII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики і прискорювачів (26-29 березня 2019 р., м. Харків). [A.15];
9. IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW) (21-25 Sep. 2020, Kharkiv). [A.16];

Публікації. За темою дисертаційної роботи опубліковано всього 7 статей. З них 6 статей [A.1-A.3, A.5-A.7] у спеціалізованих фахових наукових виданнях. Стаття [A.4] додатково характеризує дисертацію. Статті [A.1-A.3, A.5-A.7] включені до міжнародних наукометричних баз даних Scopus та Web of Science ([A.5] – Q2, [A.6, A.7] – Q1 за Scimago Journal & Country Rank, www.scimagojr.com), 4 статті опубліковані у спеціалізованих фахових наукових виданнях іноземних держав [A.3, A.5-A.7]; 9 робіт у збірниках наукових праць, в матеріалах та тезах доповідей на наукових конференціях [A.8-A.16]. Роботи [A.10, A.11, A.13, A.16] включені до міжнародних наукометричних баз даних Scopus та Web of Science.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація містить вступ, 4 розділи основного тексту, 41 рисунок в тексті, висновки та список використаних джерел з 125 найменувань на 12 сторінках, загальний обсяг дисертації - 130 сторінок.

РОЗДІЛ 1
ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ І МОТИВАЦІЯ НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕНЬ

Розробка гіротронів почалась з розуміння механізму взаємодії між електронами та електромагнітними полями. Протягом декількох років, починаючи з кінця 50-х років минулого століття, дослідження взаємодії базувались на одному чи іншому підходах, доки не стало зрозумілим, що всі методи зводились до одного і того ж пристрою та що вони описують одне і те ж фізичне явище. Проте, тип інформації, яку вони дають, суттєво відрізняється. Методи, які використовуються для опису взаємодії в гіротронах, поділяються на три групи.

Перша група методів описує гіротрон як електрон-циклотронний мазер, а його пучок розглядається з точки зору квантової теорії. Еквівалентність класичного та мазерного аналізів обговорювалась у [52-55]. В [56] показано, що ширина лінії циклотронного поглинання набагато ширша, ніж різниця частот між суміжними квантованими рівнями енергії; таким чином, не можна сказати, що в гіротроні відбувається перехід між невеликою кількістю конкретних рівнів, як у більшості типів мазерів. Однак на частотах, доступних у даний час за допомогою надпровідних магнітів, класичний аналіз залишається достовірним і про параметри, які представляють інтерес для проектування гіротронів, дає більше інформації, ніж квантові методи.

Друга група методів моделює електронний пучок як електрично заряджену стисливу рідину або плазму, яка, як вважається, підтримує хвилі заряду та електричне поле. Класичний аналіз використовується для вираження густини струму $\mathbf{J}$ через функцію електричного поля $\mathbf{E}$ та константи розповсюдження k. Таке співвідношення не дає повної картини взаємодії, оскільки поле, викликане цим струмом, робить відмінним значення k від того, яке воно було б на тій же частоті за відсутності пучка. Далі слід записати друге рівняння для визначення k як функції швидкості обміну енергією між пучком та полем. Отримані два рівняння після їх комбінації дають рівняння дисперсії відносно k та кругової частоти ω. Ця теорія зазвичай виводиться в лінеаризованій формі і тому дає інформацію лише про поведінку поля з малою амплітудою. В цьому випадку марно сподіватись точно описати умови коливань гіротрону, особливо при струмі в декілька разів більше стартового. Проте метод може дати значення ω і k, при яких може відбуватися бажана або небажана взаємодія пучка з полем.

Третя група методів, в якій поведінка електронів описується балістично, виявилась найбільш корисною для проектування гіротронів. Ці методи були використані у [4]. В них ефективність перетворення енергії можна визначити через зміну кінетичної енергії електронів пучка. Вплив струму на константу розповсюдження поля можна отримати інтегруванням швидкості обміну енергії між пучком і хвилями по поперечному перерізу хвилеводу, як і в теорії суцільного середовища. Цей метод зараз використовується для числових обчислень, починаючи від дуже простого моделювання до детального дослідження в складних хвилеводах і за наявності більш ніж одної моди або частоти.

Що стосується омічних втрат, то зазвичай ними або нехтують, або враховують методом збурень. До тепер це було виправдано, але з підвищенням частоти в сучасних гіротронах частка омічних втрат від загальних істотно зросла. Це вимагає враховувати омічні втрати більш точно. Стосовно конверсії мод, то в холодному наближенні її вплив добре вивчений [57-62]. Це пов’язано з тим, що зазвичай резонатором гіротрону є частина поздовжньо неоднорідного хвилеводу. Якщо гіротрон працює в терагерцовому діапазоні, то слід враховувати омічні втрати. В цьому діапазоні вони можуть бути ефективно враховані граничними умовами імпедансного типу (умови Леонтовича). Отже, приходимо до проблеми аналізу хвилеводу з імпедансними стінками. Поздовжньо неоднорідні хвилеводи різної природи (електромагнітні, оптичні, акустичні, пружні і т.д.) є предметом широких і інтенсивних досліджень. Дуже розповсюдженими є і граничні умови імпедансного типу. Зокрема, вони можуть бути використані для опису природного загасання на металевих поверхнях, моделювання періодичних і шорстких поверхонь, тонких діелектричних і металевих шарів, композиційних матеріалів і т.д. Таким чином теорія поздовжньо неоднорідних хвилеводів з імпедансними стінками може бути застосована до широкого кола прикладних задач.

Незважаючи на певне різноманіття підходів до аналізу поздовжньо неоднорідних хвилеводів, ключову роль в їх теорії грають методи поперечних перерізів [63-65], які певною мірою узагальнюють метод розділення змінних. В основі цих методів лежить концепція хвилеводу порівняння (однорідний хвилевід, переріз якого збігається з перерізом неоднорідного хвилеводу при заданому значенні поздовжньої координати). Поля в довільному перерізі неоднорідного хвилеводу розкладаються у двовимірні [63, 65] або тривимірні [64] ряди по полях хвилеводу порівняння. Останні, як відомо, можуть бути легко отримані методом розділення змінних. Також слід згадати менш відомий підхід на основі скалярних розкладів поздовжніх полів [66], який, однак не знайшов широкого практичного застосування внаслідок своєї складності. Він також дозволяє звести систему рівнянь Максвелла до СЗДР для коефіцієнтів розкладання. Найбільш популярна версія методу поперечних перерізів заснована на розкладі поперечного поля [63, 67]. При такому підході двовимірні поперечні електричні та поперечні магнітні поля нерегулярного хвилеводу розкладаються по двовимірним векторним функціям. Векторні базисні функції - це компоненти поперечного поля власних мод (TE та TM моди) хвилеводу порівняння. Цей вид методу поперечних перерізів обчислювально ефективний і знаходить застосування у кількох кодах для моделювання електронних пристроїв [62, 68]. Як було сказано вище, для неоднорідного хвилеводу з ідеальними стінками це дозволяє звести рівняння Максвелла до замкнутої СЗДР, відомої як "узагальнені телеграфні рівняння". Однак цей підхід не може бути розширений для врахування кінцевої провідності (ненульового опору) стінок хвилеводу. Вплив кінцевої провідності стінок на поширення хвилі вздовж нерегулярного хвилеводу розглянуто в [69] на основі приблизного методу. У роботі [62] показано, що точний розгляд цього ефекту представляє серйозні математичні труднощі. Як результат, у [62] задача на власні значення зводиться до СЗДР і сингулярного інтегрального рівняння, які вирішуються разом за допомогою декількох спрощуючих припущень.

В [64] використовується інша форма розкладів векторних полів, яка заснована на шестивимірних базисних функціях. В цьому підході базисними функціями є електромагнітні поля мод, які розповсюджуються по хвилеводу порівняння в прямому і зворотньому напрямках. Хоча методи поперечного перерізу [64] та [63, 67] відрізняються за формою, вони дають еквівалентну СЗДР [70]. Їх порівняльний аналіз із методом часткових областей [60, 71] доступний у [72, 73].

Вище зазначені методи і їх різні модифікації успішно працюють для хвилеводів з ідеальними граничними умовами. Однак істотні математичні та обчислювальні труднощі виникають у разі використання більш реалістичних - імпедансних граничних умов [74]. При цьому, якщо в якості хвилеводу порівняння брати однорідний імпедансний хвилевід, власні поля в ньому необов'язково мають утворювати базис. Хоча базис в принципі може бути побудований на основі власних і приєднаних функцій такого хвилеводу, широкого практичного використання такий підхід не отримав, а приєднані функції аналізувалися лише для небагатьох найпростіших геометрій (див. наприклад [74]). Якщо ж в якості базисних функцій як і раніше використовувати векторні поля хвилеводу порівняння з ідеальними стінками, задача не може бути еквівалентно зведена до СЗДР [62].

Можливий також альтернативний підхід, заснований на попередньому перетворенні неоднорідного хвилеводу в однорідний з неоднорідним анізотропним заповненням [75, 76] шляхом введення криволінійних координат. Однак він пов'язаний з великою кількістю аналітичних перетворень і числових розрахунків, не завжди зручний і його можна застосовувати лише для обмеженого числа поперечних перерізів.

Як правило, скалярні розкладання мають кращу збіжністю і є більш гнучкими. Останнє і дозволяє в разі неоднорідних хвилеводів з імпедансними стінками отримати СЗДР прямим шляхом з рівнянь Максвелла, без будь-яких спрощень. Однак теорія векторних розкладів може бути безпосередньо застосована до задач збудження хвилеводу зовнішніми джерелами.

В гарячому наближенні ефектом конверсії мод зазвичай нехтують, хоча існує декілька методів, які з різним ступенем точності враховують конверсію мод. До них можна віднести код MAGY [77] та метод, який був запропонований у [78]. Останній базується на розкладі електромагнітного поля резонатора по неортогональним комплекснозначним власним модам холодного резонатора. У [79] показано, що такі розклади можуть призвести до неточних результатів для низькодобротних резонаторів, що збуджуються на частотах, далеких від частоти відсічки. Для покращення точності у [80, 81] запропоновано розкладати електромагнітне поле резонатора по дійснозначним власним функціям, які представляють собою потенціальні та соленоїдні моди еквівалентного закритого резонатора [82]. Відомо, що ці моди утворюють ортогональний базис [82]. Вхідний та вихідний перерізи резонатора гіротрону в цьому методі моделюються за допомогою еквівалентних джерел Гюйгенса. В такому вигляді метод [80, 81] описує взаємодію електронного пучка з електромагнітним полем резонатора достатньо точно. Однак, розклади поля цього методу на кінцях резонатора збігаються нерівномірно, тому необхідно застосовувати методи прискорення збіжності [80, 81]. Окрім цього, описаний метод є обчислювально складним та не враховує омічні втрати у стінках резонатора.

Ряд практичних задач, таких як оптимізація чи пошук першого наближення, вимагають більш простих та ефективних методів обчислення параметрів гіротронів з урахуванням конверсії мод та омічних втрат. Одним з таких параметрів є стартовий струм. Для одномодового наближення заданого поля оціночна формула стартового струму отримана більше 30 років тому [83, 84] та широко використовується у розробці гіротронів [85-89]. Відносно нещодавно [90], вона була узагальнена на випадок врахування зміни зовнішнього магнітного поля, товщини електронного пучка та розкиду по швидкостям. Але, оскільки вона не враховує конверсію мод, то питання її придатності для гіротронів з великими неоднорідностями у резонаторі залишається відкритим.

Більш точне моделювання взаємодії пучок-хвиля повинно бути самоузгодженим. Тут треба відзначити роботу [91], в якій традиційний одномодовий самоузгоджений підхід узагальнювався на випадок врахування конверсії мод. Однак, в ньому вважалось, що з пучком взаємодіє лише робоча мода, а паразитні моди збуджувались лише за рахунок зв'язку з нею. Це припущення виключає вплив конверсії мод на збудження резонатора гіротрону. Насамкінець згадаємо альтернативний самоузгоджений підхід, який було розглянуто у [92] в одномодовому наближенні. Хоча він не враховує конверсії мод, проте дозволяє обчислювати стартові параметри гіротрону без припущень відносно обмеженості амплітуди електромагнітного поля.

Проведений аналіз літератури показує, що в сучасних терагерцових гіротронах все частіше пропонуються резонатори з великими неоднорідностями та загострюється проблема омічних втрат. В них конверсія мод досягає великих значень та навіть є основою деяких методів селекції. Однак, в даний час відсутній сформований підхід в описі взаємодії гвинтових електронних пучків в резонаторах терагерцових гіротронів при значних омічних втратах і конверсії мод. Нез'ясованими залишаються питання впливу конверсії мод на стартовий струм та частоту терагерцових гіротронів. Наведене обґрунтування вибору напрямку досліджень і сформульовані завдання мають на меті подальший розвиток цього напрямку досліджень та подолання існуючих суперечностей наявних напрацювань. Відповідям на поставлені питання дослідження присвячені розділи 2-4 дисертаційної роботи.

РОЗДІЛ 2.
АНАЛІЗ ДИСПЕРСІЙНОГО РІВНЯННЯ ЦИЛІНДРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА З СИНУСОЇДАЛЬНИМ АЗИМУТАЛЬНИМ ГОФРОМ

У другому розділі досліджено дисперсійні характеристики циліндричного резонатора з ідеально провідними стінками, радіус якого описується синусоїдально-періодичною залежністю щодо азимутального кута. Розглянуті ТЕ-коливання π-виду, оскільки вони становлять найбільший інтерес для гіроторонного методу генерації ТЕ-коливань.

Основні результати другого розділу опубліковані в роботах [А.1, А.2].

2.1. Аналітичний розгляд дисперсійного рівняння

У цьому підрозділі зі збіжності нескінченного визначника, що є дисперсійним рівнянням циліндричного резонатора з азимутальним синусоїдальним гофром, отримана позитивно визначена обмежена алгебраїчна форма, з властивостей якої отримуються дисперсійні характеристики як гладкого, так і гофрованого резонатора. На основі отриманої алгебраїчної форми досліджені дисперсії перших гармонік гофрованого резонатора з парною кількістю гофрів.

Розглянемо гофрований резонатор з ідеально провідними стінками, радіус поперечного перерізу якого змінюється відповідно до закону (див. Рис. 2.1):

$$R(\varphi) = R_0\left(1 + \alpha \cdot \sin(M\varphi)\right), \tag{2.1}$$

де φ - азимутальний кут у циліндричній системі координат, $M >> 1$ - ціле число, $\alpha = \dfrac{\Delta R}{R_0} < 1$, ΔR - глибина гофра, R_0 - середній радіус резонатора.

Розглядаємо вакуумний необмежений вздовж осі z резонатор у зовнішньому, спрямованому вздовж осі, постійному магнітному полі $\vec{H}_0$ кінцевої величини.

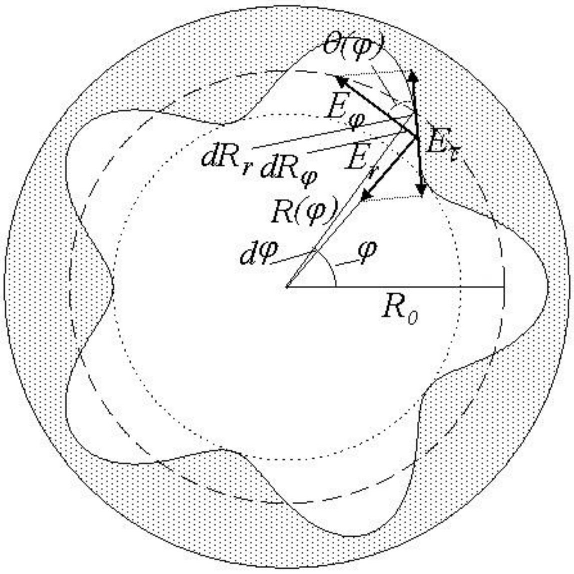


Рис. 2.1. Поперечний переріз резонатора з ідеально провідною бічною поверхнею з числом гофрів $M = 5$.

У поперечному перерізі резонатор являє собою замкнутий ланцюг повністю однакових M порожнин, розташованих на однаковій відстані від осі резонатора (під порожнинами мається на увазі поглиблення гофра). У розглянутому діапазоні частот у кожній із цих порожнин збуджується лише одна (нижня) мода. Вищеописаний ланцюг порожнин можна розглядати як кільце, згорнуте в періодичну синусоїдальну систему сповільнення, яка є різновидом гребінчастих систем з металевою основою.

Умовою резонансу хвиль у розглянутому перерізі резонатора, як і в будь-якому циліндричному резонаторі, є рівність цілого числа довжин хвиль довжині кола його середнього радіуса [93]:

$$2\pi R_0 = n\lambda_m,\ n = 0,1,2,3,\ldots, \tag{2.2}$$

де λ_m - довжина хвилі в резонаторі.

У той же час умову (2.2) можна виразити через різницю фаз у довільних сусідніх порожнинах:

$$\varphi_{M,n} M = 2\pi n\,,\; n = 0,1,2,3,\ldots\quad, \tag{2.3}$$

Отже, зсув фаз коливань між порожнинами може приймати лише дискретні значення:

$$\varphi_{M,n} = \frac{2\pi n}{M}\,. \tag{2.4}$$

Таким чином, у загальному випадку, вираз (2.4) вказує на існування в резонаторі M мод.

Аналогічно визначенню коливань в резонаторах магнетронів, прийнятому в [94], розглянемо випадок, де $M = 2m$ - парне число. Коли $n = 0$ електромагнітні коливання у всіх порожнинах відбуваються синхронно (фазового зсуву немає). Коли $n = M/2 = m$ коливання в сусідніх порожнинах знаходяться в протифазі, тобто зі зсувом фаз $\varphi_{M,m} = \pi$. За аналогією з коливаннями в магнетронах назвемо цю моду π модою і будемо розглядати її як основну форму коливань порожнього резонатора.

Для парного M коливання з фазовим зсувом для n з діапазону $m < n < 2m$ не відрізняються за фізичним вмістом від коливань для n з діапазону $0 < n < m$. Таким чином, можна стверджувати, що всі типи коливань з $n \neq 0$ і $n \neq m$ є виродженими. Виходячи з цього, будемо розглядати π моду з парною кількістю гофрів $M = 2m$.

Будемо вважати, що залежність електричного $\vec{E}(\vec{r},t)$ та магнітного $\vec{H}(\vec{r},t)$ полів від часу та координат вздовж осі резонатора задається множником $\exp(i(k_z z - \omega t))$, який надалі опускається.

Для опису електромагнітних хвиль ТЕ поляризації достатньо встановити компоненту $H_z(r,\varphi)$, оскільки решта компонентів електромагнітного поля визначаються такими виразами:

$$E_r(r,\varphi) = i\omega \frac{1}{rk_\perp^2}\frac{\partial H_z}{\partial\varphi};\ E_\varphi(r,\varphi) = -i\omega \frac{1}{k_\perp^2}\frac{\partial H_z}{\partial r};\ E_z(r,\varphi) = 0; \qquad (2.5)$$

$$H_r(r,\varphi) = ik_z \frac{1}{k_\perp^2}\frac{\partial H_z}{\partial r};\ H_\varphi(r,\varphi) = ik_z \frac{1}{rk_\perp^2}\frac{\partial H_z}{\partial\varphi}; \qquad (2.6)$$

де $k_\perp = \sqrt{k^2 - k_z^2}$ - поперечне хвильове число, $k = \frac{\omega}{c}$, c - швидкість світла у вакуумі.

Компонента $H_z(r,\varphi)$ є розв’язком однорідного рівняння Гельмгольца в перерізі резонатора S:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial H_z}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial\varphi^2} + k_\perp^2 H_z = 0. \qquad (2.7)$$

Розв’язок рівняння (2.7) повинен задовольняти граничній умові на ідеально провідній бічній поверхні резонатора, що відповідає нульовій тангенціальній складовій напруженості електричного поля ТЕ хвилі:

$$E_\tau\big|_{r=R(\varphi)} = \cos(\theta(\varphi))\cdot E_\varphi - \sin(\theta(\varphi))\cdot E_r\,. \qquad (2.8)$$

Значення кута $\theta(\varphi)$ в (2.8) визначається відповідно до Рис. 2.1, де

$$dR_r = \alpha M R_0 \cos(M\varphi)d\varphi,$$
$$dR_\varphi = R(\varphi)d\varphi,$$
$$tg(\theta(\varphi))dR_r / dR_\varphi = \alpha M R_0 (R(\varphi))^{-1}\cos(M\varphi).$$

На осі резонатора розв’язок рівняння (2.7) повинен бути обмежений:

$$\left|\vec{H}(\vec{r},t)\right|_{r=0} < \infty. \quad . (2.9)$$

Оскільки гофрований резонатор азимутально періодичний з періодом π/m, представляємо розв’язок (2.7) у вигляді ряду Фур’є відносно кута φ:

$$H_z(r,\varphi) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} A_l J_{lm}(k_\perp r) e^{ilm\varphi}, \quad (2.10)$$

де A_l амплітуда l-ої гармоніки, $J_n(x)$ - функція Бесселя першого роду n-го порядку з аргументом x.

Для π мод магнітне поле (2.10) в сусідніх гофрах коливається в протифазі, тобто

$$H_z\left(r,\varphi+\frac{\pi}{m}\right) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} A_l J_{lm}(k_\perp r) e^{ilm\left(\varphi+\frac{\pi}{m}\right)} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} e^{il\pi} A_l J_{lm}(k_\perp r) e^{ilm\varphi}.$$

Звідси випливає, що для виконання умови існування π моди індекс l у (2.10) повинен приймати непарні значення: $l = 2l' - 1$, де $l' = ...;-3;-2;-1;0;1;2;3;...$ - натуральні числа. У цьому випадку для періоду гофра виконується умова протилежності фаз:

$$H_z\left(r,\varphi+\frac{\pi}{m}\right) = e^{-i\pi} H_z(r,\varphi) = -H_z(r,\varphi).$$

Таким чином, (2.10) приймає вигляд:

$$H_z(r,\varphi)=\sum_{l'=-\infty}^{\infty}A_{2l'-1}J_{m(2l'-1)}(k_\perp r)e^{im(2l'-1)\varphi}=$$

$$=\sum_{l'=-\infty}^{\infty}A'_{l'}J_{m(2l'-1)}(k_\perp r)e^{im(2l'-1)\varphi}\,. \tag{2.11}$$

Для проекцій напруженості електричного поля з (2.11) отримуємо вирази:

$$E_r(r,\varphi)=i\omega\frac{1}{rk_\perp^2}\frac{\partial H_z}{\partial\varphi}=-\frac{\omega m}{rk_\perp^2}\sum_{l'=-\infty}^{\infty}lA'_{l'}J_{m(2l'-1)}(k_\perp r)e^{im(2l'-1)\varphi}$$

$$E_\varphi(r,\varphi)=-\frac{i\omega}{k_\perp^2}\frac{\partial H_z}{\partial r}=-\frac{i\omega}{k_\perp}\sum_{l'=-\infty}^{\infty}A'_{l'}e^{im(2l'-1)\varphi}\left.\frac{dJ_{m(2l'-1)}(x)}{dx}\right|_{x=k_\perp r}\,. \tag{2.12}$$

Підставляючи значення полів (2.12) в умову (2.8), отримуємо граничну умову на бічній поверхні резонатора у вигляді:

$$\sum_{l'=-\infty}^{\infty}A'_{l'}e^{im(2l'-1)\varphi}\left(\begin{array}{l}x_m^2\left.\frac{dJ_{m(2l'-1)}(x)}{dx}\right|_{x=x_m}+\\+i\alpha 2m^2(2l'-1)x_0\cos(2m\varphi)J_{m(2l'-1)}(x_m)\end{array}\right)=0 \tag{2.13}$$

де після взяття похідної функції Бесселя необхідно підставити $x=x_m=k_\perp R_0(1+\alpha\cdot\sin(2m\varphi))$.

Ліва частина рівняння (2.13) є періодичною функцією відносно φ з періодом π/m. Розкладаючи ліву частину рівняння (2.13) в ряд Фур'є, отримуємо нескінченну систему однорідних рівнянь відносно амплітуд $A'_{l'}$:

$$\sum_{l'=-\infty}^{\infty}A'_{l'}C_{n,l'}^{m}=0,\ -\infty<n<\infty, \tag{2.14}$$

де $C^m_{n,l'} = \frac{m}{\pi} \int\limits_{-\pi/2m}^{\pi/2m} \left\{ \begin{matrix} x_m^2 \frac{dJ_{m(2l'-1)}(x)}{dx}\Big|_{x=x_m} + \\ + i\alpha 2m^2 (2l'-1) x_0 \cos(2m\varphi) J_{m(2l'-1)}(x_m) \end{matrix} \right\} e^{i(l'-n)2m\varphi} d\varphi .$

Умовою існування нетривіального розв'язку системи однорідних рівнянь (2.14) є вимога того, щоб її визначник дорівнював нулю:

$$\det C^m_{n,l'} = 0 . \qquad . (2.15)$$

Умова (2.15) - це дисперсійне рівняння циліндричного резонатора з синусоїдальним азимутальним гофром. Вперше його було отримано в [95, 96] для π і 2π мод. Однак ми отримали дисперсійне рівняння для π моди через вимогу зміни знака напруженості поля в сусідніх гофрах.

Аналітичне обчислення визначника (2.15) неможливе. Однак, виходячи з властивості його збіжності, побудуємо алгебраїчний функціонал, який за аналогією з функціоналом, отриманим у [97], містить дисперсійні характеристики резонатора.

Розглянемо ідею методу на прикладі довільного нульового нескінченного визначника $\det W_{n,l} = 0$. Рівність нескінченного визначника до нуля вказує на його збіжність. Зі збіжності нескінченного визначника випливає, що сума модулів його недіагональних елементів $\sum\limits_{n,l=-\infty}^{\infty} \left| W_{n,l} \right| < \infty \ (n \neq l)$ і добуток елементів головної діагоналі $Q_{n,n} = 1 + W_{n,n}$ збігаються [98]. Вищевказані властивості елементів збіжного нескінченного визначника відповідають збіжності нескінченного добутку

$$\prod_{l=-\infty}^{\infty} \left(1 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left| W_{n,l} \right| \right) = D < \infty , \qquad (2.16)$$

де D - скінченне число.

З нерівності $P = \prod_{l=-\infty}^{\infty}\left(\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left|W_{n,l}\right|\right) \leq D$ випливає, що нескінченний добуток P також збігається.

З абсолютної збіжності нескінченного добутку P в силу нерівності $\prod_{l=-\infty}^{\infty}\left(\left|\sum_{n=-\infty}^{\infty}W_{n,l}\right|\right) \equiv P' < P$ випливає збіжність нескінченного добутку P'.

Отже, на підставі наведених аргументів, збіжність (2.15) передбачає збіжність нескінченного добутку:

$$\prod_{l'=-\infty}^{\infty}\left(\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left|C_{n,l'}^{m}\right|\right) = C_m < \infty, \tag{2.17}$$

а збіжність (2.17) передбачає збіжність нескінченного добутку:

$$\prod_{l'=-\infty}^{\infty}\left(\left|\sum_{n=-\infty}^{\infty}C_{n,l'}^{m}\right|\right) = C'_m = C_m < \infty. \tag{2.18}$$

Обчислимо нескінченний добуток C'_m. Для цього використаємо представлення:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{inm\varphi} = \frac{2\pi}{m}\sum_{k=-\infty}^{\infty}\delta\left(\varphi - \frac{2\pi k}{m}\right). \tag{2.19}$$

За допомогою (2.19) спочатку обчислюємо суму

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{n,l'}^{m} = x_0^2\,\frac{dJ_{m(2l'-1)}(x_0)}{dx} + 2i\alpha m^2(2l'-1)x_0 J_{m(2l'-1)}(x_0), \tag{2.20}$$

а потім нескінченний добуток C'_m:

$$C'_m = \prod_{l'=-\infty}^{\infty} \left| x_0^2 \frac{dJ_{m(2l'-1)}(x_0)}{dx} + 2i\alpha m^2 (2l'-1) x_0 J_{m(2l'-1)}(x_0) \right|. \qquad (2.21)$$

Збіжний нескінченний добуток C'_m у вигляді:

$$C'_m = \prod_{l'=-\infty}^{\infty} \left| x_0^2 \frac{dJ_{m(2l'-1)}(x_0)}{dx} \right| \cdot \prod_{l'=-\infty}^{\infty} \left| 1 + C_{l'}^m \right|, \qquad (2.22)$$

де $C_{l'}^m = \dfrac{2i\alpha m^2 (2l'-1) J_{m(2l'-1)}(x_0)}{x_0 \dfrac{dJ_{m(2l'-1)}(x_0)}{dx}}$.

Будемо вважати, що нескінченний добуток у правій частині (2.22) $C''_m = \prod_{l'=-\infty}^{\infty} \left| x_0^2 \frac{dJ_{m(2l'-1)}(x_0)}{dx} \right|$ збігається. Потім, використовуючи аргументи, аналогічні збіжності нескінченного добутку (2.16), отримаємо збіжність нескінченного добутку $\prod_{l'=-\infty}^{\infty} \left| 1 + C_{l'}^m \right| = P'_m / P''_m < \infty$, звідки випливає збіжність нескінченного добутку $\prod_{l'=-\infty}^{\infty} \left| C_{l'}^m \right| = P'''_m < P'_m / P''_m < \infty$.

Таким чином, із властивості збіжності нескінченного добутку (2.22) можна отримати наступну обмежену алгебраїчну форму:

$$\prod_{l'=-\infty}^{\infty} \left| C_{l'}^m \right| = \prod_{l'=-\infty}^{\infty} \left| \frac{2\alpha m^2 (2l'-1) J_{m(2l'-1)}(x_0)}{x_0 \dfrac{dJ_{m(2l'-1)}(x_0)}{dx}} \right| = P'''_m < \infty, \qquad (2.23)$$

Далі використовуємо таку властивість збіжних нескінченних добутків: відкидання одного або кінцевого числа перших множників зі збіжного нескінченного добутку не впливає на його збіжність [98]. Виходячи з цього, можна зробити висновок, що збіжність (2.23) передбачає збіжність принаймні одного множника $\left|C_{l_0}^m\right| < \infty$, де $l_0 = 1, 2, 3, \ldots$ - гармоніки ТЕ хвиль резонатора. Розглянемо наслідки збіжності одного множника $\left|C_{l_0}^m\right| < \infty$.

З (2.23) випливає, що для π моди з $\alpha \to 0$ чисельник $C_{l_0}^m$ прямує до нуля. Отже, для збіжності нескінченного добутку (2.23) для гармоніки l_0 необхідно, щоб знаменник $C_{l_0}^m$ також прямував до нуля:

$$\left.\frac{dJ_{m(2l_0-1)}(x_0)}{dx}\right|_{x_0 = k_\perp R_0} = 0, \tag{2.24}$$

де m, внаслідок відсутності гофра, може приймати будь-які значення $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, а $(2l_0 - 1)$ у виразі (2.23) - лише непарні. На відміну від (2.24), для 2π мод $2l_0$ у виразі (2.23) приймає лише парні значення. Отже, поєднуючи ці два випадки коливань (2π мода і π мода), можна зробити висновок, що дисперсійне відношення електромагнітних хвиль ТЕ поляризації в однорідному резонаторі визначається виразом (2.24), де порядок функції Бесселя першого роду може приймати будь-які цілі значення.

Той самий результат можна отримати розв'язком (2.7) для ідеально провідного однорідного резонатора в результаті застосування граничної умови (рівності тангенціальної складової напруженості електричного поля $\left(E_\varphi(R_0, \varphi)\right|_{\alpha \to 0} = 0\Big)$ на ідеально провідній бічній поверхні).

За відсутності гофра з (2.24) неважко отримати власні частоти ТЕ електромагнітних коливань однорідного резонатора:

$$\omega_{p,i} = c\sqrt{k_z^2 + \frac{\gamma'^2_{p,i}}{R_0^2}} \quad , \tag{2.25}$$

де $\gamma'_{p,i}$ - i-ий нуль похідної функції Бесселя порядка p $(p = 0,1,2,3,\ldots)$.

Надалі, при аналізі нескінченних добутків виду (2.23), слід враховувати той факт, що додатні нулі похідної функції Бесселя n- го порядку чергуються з додатними нулями функції Бесселя n- го порядку, тобто розташовані таким чином [99-101]:

$$n \le \gamma'_{n,1} < \gamma_{n,1} < \gamma'_{n,2} < \gamma_{n,2} < \ldots < \gamma'_{n,i} < \gamma_{n,i} < \gamma'_{n,i+1} < \gamma_{n,i+1} < \ldots \tag{2.26}$$

Як зазначалося вище, виділення одного множника в нескінченному добутку (2.23), наприклад $\left|C_{l_0}^m\right|$, не впливає на його збіжність. У цьому випадку виконується такий ланцюжок перетворень:

$$\prod_{l'=-\infty}^{\infty}\left|C_{l'}^m\right| = \left|C_{l_0}^m\right| \cdot \prod_{\substack{l'=-\infty,\\ l'\ne l_0}}^{\infty}\left|C_{l'}^m\right| = \left|C_{l_0}^m\right| D_m = P_m''' < \infty .$$

З цього випливає, що $\left|C_{l_0}^m\right| = P_m''' \cdot D_m^{-1}$ є обмеженою величиною, яку можна представити як збіжний нескінченний добуток [101]:

$$\left|C_{l_0}^m\right| = |\alpha| \left|\prod_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \dfrac{x_0^2}{\gamma^2_{m(2l_0-1),n}}}{1 - \dfrac{x_0^2}{\gamma'^2_{m(2l_0-1),n}}}\right| = \frac{P_m'''}{2mD_m} \cdot = A_m < \infty , \tag{2.27}$$

З (2.27) випливає, що зі збільшенням глибини гофра частота відсічки повинна зменшуватись до нуля; власні коливання π моди зникають через з'єднання ідеально провідного металу гофрів на осі резонатора при $\alpha = 1$. На Рис. 2.2 показано наближення вершин гофрів зі збільшенням їх глибини для $R(\varphi)/R_0 = 1 + \alpha \cdot \cos(M\varphi)$, де $M = 2m = 4$.

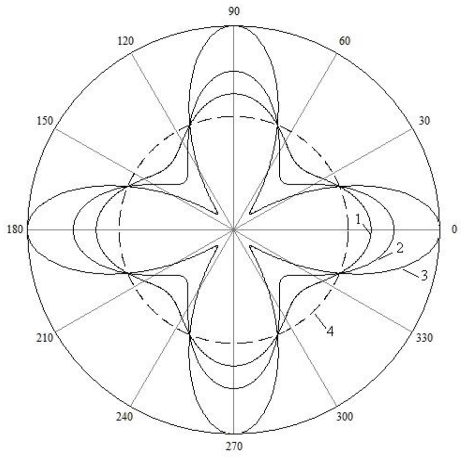


Рис. 2.2. Наближення кутів гофру $R(\varphi)/R_0$ із збільшенням α для $M = 4$: 1 - $\alpha = 0.2$; 2 - $\alpha = 0.4$; 3 - $\alpha = 0.8$. Пунктирна лінія 4 визначає середній радіус резонатора: $R(\varphi)/R_0 = 1$.

При перетині вершин гофрів частота відсічки коливань відсутня, тобто її можна встановити рівною нулю: $|x_0|_{\alpha \to 1} \to 0$. У цьому граничному випадку константа A_m в (2.27) дорівнює одиниці: $A_m = 1$.

Використаємо збіжність нескінченного добутку (2.27) з $A_m = 1$ для опису дисперсійних властивостей гофрованого резонатора з кінцевою глибиною гофра $(\alpha < 1)$. Для цього виділимо в нескінченному добутку (2.27) в інтервалі $1 \le x_0 \le \gamma'_{m(2l_0-1),1}$ множник із сингулярністю, а решту позначимо функцією $f_{m(2l_0-1)}(x_0)$, яка не має сингулярностей в цьому інтервалі:

$$\frac{\alpha}{1 - \dfrac{x_0}{\gamma'_{m(2l_0-1),1}}} f_{m(2l_0-1)}(x_0) = \pm 1. \tag{2.28}$$

Порівняння аналітичної залежності (2.28) з результатами числових розрахунків [95], які підтверджувались експериментально [96], показує, що функція $f_{m(2l_0-1)}(x_0)$ монотонно зростає в інтервалі $1 \le x_0 \le \gamma'_{m(2l_0-1),1}$ і може бути представлена в асимптотичному вигляді:

$$f_{m(2l_0-1)}(x_0) = \alpha_{m(2l_0-1)} + \beta_{m(2l_0-1)} x_0 + \delta_{m(2l_0-1)} x_0^2, \qquad (2.29)$$

де $\alpha_{m(2l_0-1)}$, $\beta_{m(2l_0-1)}$, $\delta_{m(2l_0-1)}$- функції азимутального числа m та числа гармонік l_0. Величина цих функцій визначається числово або експериментально.

Таким чином, з (2.29) випливає, що в інтервалі $1 \le x_0 \le \gamma'_{m(2l_0-1),1}$ справедлива наступна асимптотична залежність глибини гофра від частоти відсічки резонатора:

$$\alpha = \pm \frac{1 - \dfrac{x_0}{\gamma'_{m(2l_0-1),1}}}{\alpha_{m(2l_0-1)} + \beta_{m(2l_0-1)} x_0 + \delta_{m(2l_0-1)} x_0^2}. \qquad (2.30)$$

Представлення $f_{m(2l_0-1)}(x_0)$ через квадратний тричлен є виправданим, оскільки розрахована при стандартному відхиленні $\chi^2 = \left\langle (\alpha - \alpha_{\exp})^2 \right\rangle$ глибина гофра α від отриманої числовим методом і підтвердженої експериментально $\alpha_{\exp}$ [95, 96], становить менше $4{,}5 \cdot 10^{-7}$. Вищезазначене підтверджується даними Таблиці 2.1.

Таблиця 2.1.

Квадратичне відхилення χ^2 залежності (2.30) від експериментальних даних для різної кількості гофрів.

l_0	m	$\alpha_{m(2l_0-1)}$	$\beta_{m(2l_0-1)}$	$\delta_{m(2l_0-1)}$	χ^2
1	2	0.89079	0.2983	- 0.05127	$1.20272\cdot10^{-7}$
1	3	0.41693	0.77469	- 0.11818	$2.57956\cdot10^{-7}$
1	4	0.3845	0.8395	- 0.10684	$4.50715\cdot10^{-7}$
1	5	0.21638	0.95621	- 0.10319	$2.05052\cdot10^{-7}$
1	6	0.17379	0.97619	- 0.09024	$1.42444\cdot10^{-7}$

В інтервалі $0 \le x_0 \le 1$ наближення нескінченного добутку (2.27) за допомогою виразу (2.30) несправедливе. Отже, у цьому інтервалі, для малих значень частот відсічки x_0 $\left(x_0 << 1\right)$ представляємо вираз (2.27) в іншій асимптотичній формі:

$$\alpha = \pm\left(1 - \lambda^2_{m(2l_0-1)} x_0^2\right), \tag{2.31}$$

де константи $\lambda^2_{m(2l_0-1)}$ визначаються з умов зшивки розв'язків (2.27) з розв'язками (2.31) та їх похідних у точках з координатами $\alpha = \widehat{\alpha}_{m(2l_0-1)}$ і $x_0 = \widehat{x}_{m(2l_0-1)}$.

В Таблиці 2.2 наведено розрахункові значення координат точок зшивки асимптотичних розв'язків (2.30) і (2.31).

Таблиця 2.2.

Координати зшивання асимптотичних виразів (2.30) та (2.31).

l_0	m	2	3	4	5	6
1	$\widehat{\alpha}_{m(2l_0-1)}$	0.904	0.710973	0.71038	0.68396	0.67932
1	$\widehat{x}_{m(2l_0-1)}$	0.33364	0.998	1.0399	1.17102	1.22247
1	$\lambda_{m(2l_0-1)}$	0.9287	0.53869	0.51207	0.48005	0.46323

Отримані вище асимптоти (2.30) та (2.31), кожна у своїй області визначення, може вважатись аналітичним відображенням дисперсійного відношення, оскільки в граничних випадках малих $(\alpha = 0, m = 0)$ та великих $(\alpha \to 1)$ глибин гофра вони визначають частоти відсічки ТЕ хвилі однорідного та гофрованого резонатора, відповідно.

На Рис. 2.3 показані дисперсійні криві, які описують залежність глибини гофра α від частоти відсічки x_0 азимутально гофрованого резонатора для моди $l_0 = 1$ та кількості гофрів $M = 2m$, де $m = 2,3,4,5,6$.

Таким чином, в інтервалі $0 \le x_0 \le \gamma'_{m(2l_0-1),1}$ для даного числа m глибина гофра α є монотонно спадною функцією частоти відсічки x_0. Дисперсійні співвідношення описуються кривими, що не перетинаються. За винятком точки $\alpha = 1$.

В інтервалі частот відсічки $\gamma'_{m(2l_0-1),1} \le x_0 \le \gamma_{m(2l_0-1),1}$ множник $\left|C_{l_0}^m\right|$ може бути представлений у вигляді:

$$\alpha \frac{1 - \dfrac{x_0}{\gamma_{m(2l_0-1),1}}}{1 - \dfrac{x_0}{\gamma'_{m(2l_0-1),1}}} g_{m(2l_0-1)} = \pm 1, \qquad (2.32)$$

де $g_{m(2l_0-1)}$ - константи. З (2.32) отримуємо вираз для глибини гофра:

$$\alpha = \pm \frac{1 - \dfrac{x_0}{\gamma'_{m(2l_0-1),1}}}{1 - \dfrac{x_0}{\gamma_{m(2l_0-1),1}}} \frac{1}{g_{m(2l_0-1)}}. \tag{2.33}$$

Константи $g_{m(2l_0-1)}$ визначаються з умови рівності похідних $d\alpha/dx_0$ виразів (2.30) та (2.33) у точках $x_0 = \gamma'_{m(2l_0-1),1}$.

Значення констант $g_{m(2l_0-1)}$ наведені в Таблиці 2.3.

Таблиця 2.3.

Константи $g_{m(2l_0-1)}$

l_0	m	2	3	4	5	6
1	$g_{m(2l_0-1)}$	0.30655	0.2154	0.16358	0.12811	0.101199

На Рис. 2.3 нумерація кривих $2,3,4,5,6$ відповідає значенню m. Криві $2',3',4',5',6'$ є дзеркальними відображеннями відносно осі x_0 кривих $2,3,4,5,6$.

Для порівняння отриманих аналітичних залежностей з результатами інших авторів на Рис. 2.3 показані точки, отримані числовими розрахунками (маркери ◊, ○, □, Δ, +) [95], а також результати експериментальних досліджень (маркери ■) [96]. Видно, що в діапазоні $0 \le \alpha \le 0.3$ досягається хороша кількісна узгодженість теоретичних представлень (2.30), (2.33) з експериментальними та числовими даними.

Зазначена відповідність вказує на застосовність виразів (2.30), (2.33) для опису дисперсійних властивостей гофрованого резонатора з кінцевою глибиною гофрування в інтервалі частот відсічки $0 \le x_0 \le \gamma'_{m(2l_0-1),1}$.

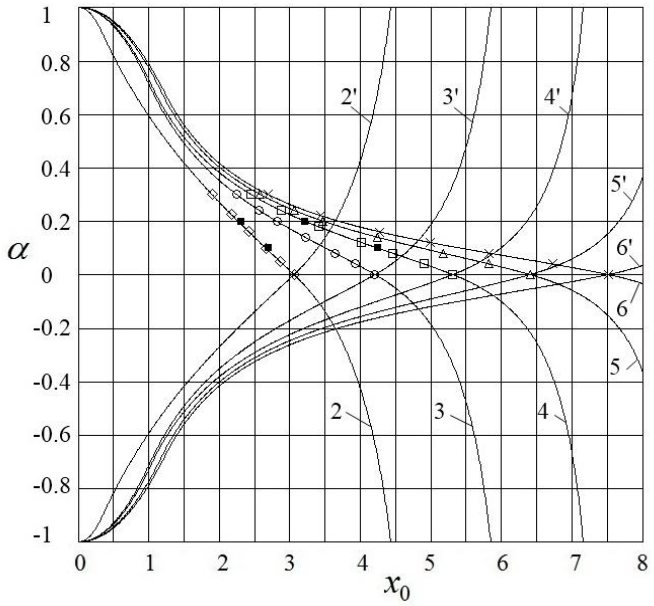


Рис. 2.3. Залежність глибини гофра α від частоти відсічки x_0 для перших гармонік $(l_0 = 1)$ азимутально гофрованого резонатора з кількістю гофрів $M = 2m$, де $m = 2,3,4,5,6$.

Таким чином, отримані вище аналітичні залежності глибини гофра α від частоти відсічки x_0 визначають дисперсійні властивості перших гармонік гофрованого резонатора з числом гофрів $M = 2m$ $(m = 2,3,4,5,6)$, оскільки в діапазоні $0 \le \alpha \le 0.3$ вони з високим ступенем точності збігаються з результатами числових розрахунків та експериментальних даних інших авторів.

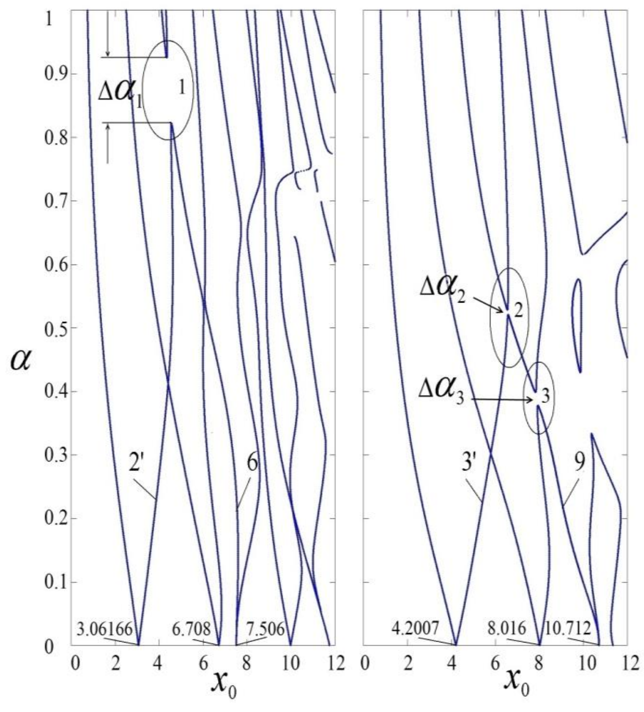
2.2. Числовий розгляд дисперсійного рівняння

В цьому підрозділі дисперсійне рівняння циліндричного ідеально провідного вакуумного резонатора з синусоїдальним азимутальним гофром досліджується числово. Результати дослідження порівнюються з результатами аналітичного розгляду попереднього підрозділу.

Для опису взаємодії двох сусідніх гармонік необхідно вказати точку або точки їх перетину, оскільки гармоніки можуть взаємодіяти між собою лише при перетині дисперсійних кривих [102].

В аналітичній формі це важко зробити. Тому вирішуємо проблему наявності точок перетину за допомогою числових методів. Для цього, подібно до числових розрахунків, проведених у [95], було вирішено дисперсійне рівняння (2.15), щоб визначити залежність глибини гофра азимутально гофрованого резонатора з кількістю гофрів $M = 2m$ від частоти відсічки x_0.

На Рис. 2.4, а), б) наведені дисперсійні залежності, що визначають глибину гофра азимутально гофрованого резонатора з кількістю гофрів $M = 2m = 4$ - а) та $M = 2m = 6$ - б) від частоти відсічки x_0.



а) б)

Рис. 2.4. Залежність глибини гофра α від частоти відсічки x_0 для віддзеркалення першої гармоніки $l_0 = 1$ (криві 2'і 3') та другої гармоніки $l_0 = 2$ (криві 6 і 9) азимутально гофрованого резонатора з числом гофрів $M = 4$ - а) та $M = 6$ - b).

Як видно з Рис. 2.4 результатів числових розрахунків, у точках перетину перших дзеркальних гармонік 2'(3') з другими гармоніками 6(9) утворюються інтервали по глибині гофра, в яких немає дійсних значень частоти відсічки. На малюнку ці області позначені овалами 1 і 2. Приналежність кривих 2'(3') та 6 (9) до першої $(l_0 = 1)$ та другої $(l_0 = 2)$ гармонік відповідно визначаються із значень частот відсічки за відсутності гофра (коли $\alpha = 0$). Значення цих частот показані на Рис. 2.4 у вигляді цифр над віссю абсцис. Видно, що криві 2'(3') першої гармоніки та криві 6(9) другої гармоніки визначаються першими нулями ($n = 1$ у (26) в [97]) похідної функції Бесселя $dJ_{m(2l_0-1)}(x_0)/dx$. З наведених вище числових розрахунків випливає, що для заданих частот відсічки існують інтервали глибин гофра $(\Delta\alpha)_i$, при яких частоти відсічки гофрованого резонатора відсутні. Це означає, що в цих інтервалах відсутні власні коливання резонатора.

Із збіжності нескінченного добутку (2.23) випливає збіжність не тільки першої гармоніки (2.27) ($\left|C_{l_0}^m\right| = 1$ з $l_0 = 1$ та $m = 2,3,4,5,6$), але й збіжність добутку двох сусідніх гармонік, наприклад, $\left|C_{l_0}^m\right| \cdot \left|C_{l_0+1}^m\right| = B_{l_0}^m < \infty$ де $B_{l_0}^m$ - кінцеве число.

Для аналітичного опису взаємодії двох сусідніх гармонік необхідно вказати точку їх перетину. Опишемо в загальному вигляді взаємодію сусідніх гармонік l_0 і $l_0 + 1$ при довільному значенні m. Визначаємо координати точок перетину сусідніх гармонік у вигляді:

$$\alpha = \alpha_{m(2l_0-1)}^*, \; x_0 = x_{m(2l_0-1)}^*.$$

Їх числове порівняння показано на Рис. 2.3 для перших гармонік ТЕ-мод гофрованого резонатора та кривих 2'(3') та 6(9) на Рис. 2.4, що показує, що $\left|C_{l_0}^m\right| \cdot \left|C_{l_0+1}^m\right| = \left|C_{l_0+1}^m\right| = B_{l_0}^m > 1$. Нерівність $B_{l_0}^m > 1$ є наслідком великого нахилу кривих 6(9). На підставі сказаного формуємо обмежену позитивно визначену форму вигляду:

$$Q_{m(2l_0-1)}(\alpha)=\left(1+C_{m(2l_0-1)}\right)\left(1+C_{m(2l_0+1)}\right)<\infty, \tag{2.34}$$

де

$$C_{m(2l_0-1)}=\pm\frac{\alpha}{f_{m(2l_0-1)}(x_0)}, C_{m(2l_0+1)}=\pm\frac{\alpha}{B_{l_0}^{m} f_{m(2l_0+1)}(x_0)},$$

$Q_{m(2l_0-1)}(\alpha)>0$ - обмежена позитивно визначена функція.

Форма $Q_{m(2l_0-1)}(\alpha)$ повинна бути задана так, щоб далеко від точки перетину гармоніки не впливали одна на одну, а в околі точки перетину – були пов’язані у відповідності до вимог зв’язку мод в гофрованих хвилеводах [101].

Відповідно до (2.23), форма (2.34) повинна залежати від квадрата глибини гофра α, оскільки в цьому випадку зміна знака не змінює дисперсію хвиль.

У якості функції $Q_{m(2l_0-1)}(\alpha)$, що задовольняє вимогам зв’язку мод у гофрованих хвилеводах, обираємо модельну функцію виду:

$$Q_{m(2l_0-1)}(\alpha)=p_{m(2l_0-1)}^{2}\alpha^{2N_{m(2l_0-1)}}\exp\left(-\frac{\left(\alpha-\alpha_{m(2l_0-1)}^{*}\right)^{2}}{\left(\alpha_{m(2l_0-1)}^{*}\right)^{2}}\right). \tag{2.35}$$

З (2.35) випливає, що в околі точки перетину дисперсійних кривих (при $\left|\alpha-\alpha_{m(2l_0-1)}^{*}\right|>>\alpha_{m(2l_0-1)}^{*}$) обмежена дадатня форма $Q_{m(2l_0-1)}(\alpha)$ описується виразом $Q_{m(2l_0-1)}(\alpha)=p_{m(2l_0-1)}^{2}\alpha^{2N_{m(2l_0-1)}}<<1$, де $p_{m(2l_0-1)}$ - число, яке залежить від номера гармонік l_0, що перетинаються, $N_{m(2l_0-1)}=0,1,2,3...$ - цілі додатні числа.

Далеко від точки перетину дисперсійних кривих гофрованого резонатора (при $\left|\alpha-\alpha_{m(2l_0-1)}^{*}\right|>>\alpha_{m(2l_0-1)}^{*}$) взаємний вплив гармонік незначний, оскільки функція $Q_{m(2l_0-1)}(\alpha)$ досить мала: $Q_{m(2l_0-1)}(\alpha)<<p_{m(2l_0-1)}^{2}\alpha^{2N_{m(2l_0-1)}}$. У цьому

випадку рівняння (2.34) описує дві незалежні гармоніки: l_0 і l_0+1. Таким чином, із зроблених вище припущень про залежність $Q_{m(2l_0-1)}(\alpha)$ від глибини гофра α випливає, що поблизу точки перетину гармонік їх частотні спектри виявляються пов'язаними.

Щоб описати зв'язок між гармоніками, виконаємо в рівнянні (2.34) (при від'ємних знаках у других доданках множників правої частини (2.34)) такі заміни:

$$\alpha = \alpha^*_{m(2l_0-1)} + \tilde{y}_{m(2l_0-1)},\; x_0 = x^*_{m(2l_0-1)} + \tilde{x}_{m(2l_0-1)},$$

де вважаємо $\left|\tilde{y}_{m(2l_0-1)}\right| << \alpha^*_{m(2l_0-1)}$, $\left|\tilde{x}_{m(2l_0-1)}\right| << x^*_{m(2l_0-1)}$. В результаті таких підстановок отримуємо рівняння, що описує зв'язок гармонік (далі всюди хвилястий знак у $\tilde{y}_{m(2l_0-1)}$ і $\tilde{x}_{m(2l_0-1)}$ опускаємо):

$$\left(y_{m(2l_0-1)} - \left|k_{m(2l_0-1)}\right| x_{m(2l_0-1)}\right)\left(y_{m(2l_0-1)} + B^m_{l_0}\left|k_{m(2l_0+1)}\right| x_{m(2l_0-1)}\right) = \\ = p^2_{m(2l_0-1)} \alpha^{2N_{m(2l_0-1)}} B^m_{l_0} \cdot \left(\alpha^*_{m(2l_0-1)}\right)^2, \qquad (2.36)$$

де $k_{m(2l_0-1)} = \frac{d}{dx}\alpha(x)\Big|_{x^*_{m(2l_0-1)}}$, а глибина гофра $\alpha(x)$ визначається виразами (2.30), (2.33) у відповідних діапазонах зміни аргументу.

У рівнянні (2.36) параметри $N_{m(2l_0-1)}$ і $p_{m(2l_0-1)}$ невизначені. Тому для аналізу (2.36) ці параметри задаються.

Параметр $N_{m(2l_0-1)}$, який визначаємо, наприклад, припускаючи $N_{m(2l_0-1)} = K-1$, де число $K = 1,2,3,...$ визначає різницю між даною гармонікою та вищою гармонікою l_0+K, яка перетинається з даною гармонікою l_0. Так, наприклад, при $m=2$ і $l_0=1$ для сусідніх гармонік показник K дорівнює одиниці $(K=1)$. Це відповідає перетину першої дзеркальної гармоніки $m(2l_0-1)=2'$ з гармонікою $m(2(l_0+K)-1)=6$. Якщо K показник дорівнює двом $(K=2)$, це відповідає перетину першої гармоніки $m(2l_0-1)=2'$ з гармонікою, розташованою через одну від першої: $m(2(l_0+K)-1)=10$. Якщо показник K дорівнює трьом $(K=3)$, це відповідає перетину першої гармоніки з гармонікою, розташованою через дві від першої: $m(2(l_0+K)-1)=14$ і т.д.

Слід зазначити, що запропоноване визначення параметра $N_{m(2l_0-1)}$ випливає із властивості взаємодії просторових гармонік у гофрованих хвилеводних системах [97, 102].

Параметр $p_{m(2l_0-1)}$ визначаємо з геометричних характеристик гармонік, що перетинаються. З Рис. 2.4 випливає, що при зростанні m для сусідніх гармонік $(K=1)$ координати їх точок перетину $x^*_{m(2l_0-1)}$ зі збільшенням номера гармоніки l_0 зміщуються від нуля похідної функції Бесселя $\gamma'_{m(2l_0+1),1}$ до нижнього нуля $\gamma'_{m(2l_0-1),1}$ так, що виконуються умови:

$$\left|x_{m(2l_0+1)}\right|=\left|x^*_{m(2l_0-1)}-\gamma'_{m(2l_0-1),1}\right|=p_0<<1$$

$$\left|y_{m(2l_0-1)}\right|<<\left|k_{m(2l_0-1)}\right|x_{m(2l_0-1)},B^m_{l_0}\left|k_{m(2l_0+1)}\right|x_{m(2l_0-1)} \tag{2.37}$$

де p_0 - максимальне зближення вздовж осі абсцис нуля похідної функції Бесселя $\gamma'_{m(2l_0-1),1}$ з точкою перетину гармонік.

З останньої умови (2.37) можна показати, що для сусідніх гармонік, коли параметр $N_{l_0m}=0$, завжди можна знайти умови, за яких

$$p^2_{m(2l_0-1)}=p_0^2\left|k_{m(2l_0-1)}\right|\cdot\left|k_{m(2l_0+1)}\right|.$$

Таким чином, підсумовуючи вищесказане, рівняння зв’язку сусідніх гармонік можна представити у вигляді:

$$\left(y_{m(2l_0-1)}-\left|k_{l_0 m}\right|x_{m(2l_0-1)}\right)\left(y_{m(2l_0-1)}+B_{l_0}^{m}\left|k_{m(2l_0+1)}\right|x_{m(2l_0-1)}\right)=$$
$$=p_0^2\left|k_{m(2l_0-1)}\right|\cdot\left|k_{m(2l_0+1)}\right|B_{l_0}^{m}\cdot\left(\alpha_{m(2l_0-1)}^{*}\right)^2 . \qquad (2.38)$$

Розглянемо окремий випадок перетину сусідніх (порядок перетину $K=1$) гармонік $l_0=1$ та $l_0+1=2$ азимутально гофрованого резонатора з $m=2$. Рівняння (2.38) в цьому випадку описує смугу непропускання, тобто інтервал по глибині гофра α, де немає дійсних частот відсічки x_0.

На Рис. 2.5 показаний графік гіперболи, що виникає в околі точки перетину кривих $m=2'$ та $m=6$ з координатами $\alpha_2^*=0.878$ та $x_2^*=4.366$. Параметри B_1^2 та p_0 були оцінені за допомогою числових розрахунків (див. Рис. 2.4, а)), і були вибрані наступними: $B_1^2=5.7$; $p_0=0.2$.

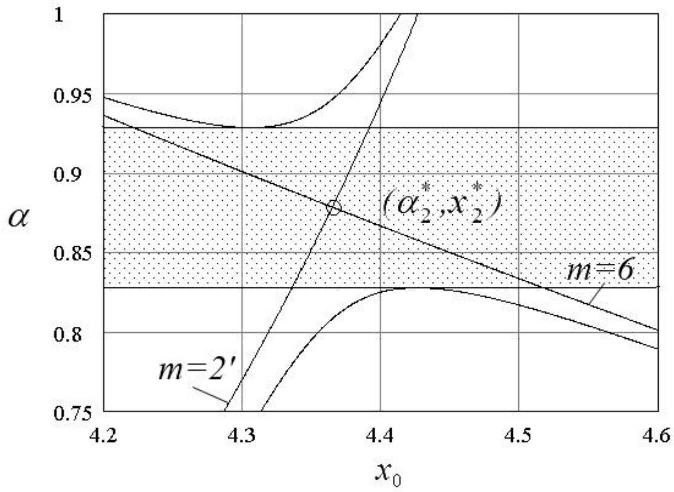


Рис. 2.5. Смуга непропускання (заштрихована область) в околі точки перетину дисперсійних кривих $m=2'$ і $m=6$ з координатами $\alpha_2^*=0.878$ та $x_2^*=4.366$.

Числові розрахунки показують, що ширина смуги непропускання в даному випадку порядку $(\Delta\alpha)_1 = p_0\sqrt{B_1^2|k_2||k_6|}\alpha_2^* = 0.2\sqrt{5.7|k_2||k_6|}\alpha_2^* \approx 0.138$. Ця величина кількісно відповідає результату числових розрахунків.

Таким чином, в цьому розділі показано, що в гофрованому резонаторі для даного m в околі точок перетину гармонік $(2l_0+1)$ із дзеркальним відображенням гармонік $(2l_0-1)$ з'являються смуги непропускання. У цих смугах немає коливань резонатора. Для порядка перетину K ширина смуги непропускання залежить від глибини гофра пропорційно $\alpha^{K-1}\left(\alpha_{l_0 m}^*\right)$, де $\alpha_{l_0 m}^*$ - ордината точки перетину гармонік $2l_0-1$ і $2(l_0+K)-1$. Поява смуг непропускання при перетині гармонік $2l_0+1$ із дзеркальним відображенням гармонік $2l_0-1$ випливає з прямих числових розрахунків дисперсійного рівняння (2.14) та була згодом підтверджена у [103]. В роботі [104] аналогічний ефект показано для аксіально-симетричного плазмового хвилевода в сильному магнітному полі

2.3. Висновки до розділу 2

1. Отримано дисперсійне рівняння ідеально провідного циліндричного вакуумного резонатора з синусоїдальним азимутальним гофром. Визначено умови, за яких електромагнітні коливання ТЕ поляризації не є виродженими. Показано, що для не вироджених коливань кількість гофрів має бути парним числом. Для парної кількості гофрів невироджені коливання є π модами.
2. Для π мод отримано дисперсійне рівняння у вигляді нескінченного визначника. З властивості збіжності нескінченного визначника отримана позитивно визначена обмежена алгебраїчна форма, з якої можна отримати дисперсійні характеристики резонатора. У випадку резонатора з невеликою глибиною гофра отримані аналітичні вирази, що описують його дисперсійні властивості. Показано, що дисперсійне рівняння є

симетричним відносно знака глибини гофра, тобто рівняння дисперсії справедливе як для глибини гофра $\alpha = |\alpha|$, так і $\alpha = -|\alpha|$. У цьому випадку в площині глибина гофра - частота відсічки, дисперсійні криві резонатора характеризуються дзеркальною симетрією відносно осі частоти відсічки.

3. Числовими методами досліджено дисперсію перших гармонік гофрованого резонатора для різної, парної кількості гофрів. Отримані аналітичні залежності кількісно узгоджуються з числовими розрахунками, виконаними в роботі, та експериментальними даними. Числовими методами та аналітично досліджено взаємодію двох сусідніх гармонік азимутально гофрованого резонатора. Показано, що для даного m, в околі точок перетину гармонік $l_0 + 1$ з дзеркальними гармоніками l_0 виникають смуги непропускання. Ширина смуги непропускання залежить від глибини гофра як $\alpha^{K-1}\left(\alpha^*_{l_0 m}\right)$, де α - глибина гофру, $\alpha^*_{l_0 m}$ - ордината точки перетину гармонік l_0 і $l_0 + K$, $K = 1, 2, 3, \ldots$ - різниця гармонік.

РОЗДІЛ 3.
МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ПОЗДОВЖНЬО НЕОДНОРІДНИХ РЕЗОНАТОРІВ З ІМПЕДАНСНИМИ СТІНКАМИ ТЕРАГЕРЦОВИХ ГІРОТРОНІВ БЕЗ ПУЧКА

У третьому розділі викладені ефективні методи холодного аналізу поздовжньо неоднорідних відкритих хвилеводів з імпедансними стінками, які моделюють резонатори гіротронів. На основі цих методів детально досліджено вплив конверсії мод та омічних втрат на резонансні частоти, добротності та розподіли електромагнітних полів терагерцових гіротронів.

Основні результати третього розділу опубліковані в роботах [А.3-А.5] і доповідалися на конференціях [А.8-А.13].

3.1. Метод на основі розкладів поздовжніх компонент електромагнітних полів

У цьому підрозділі рівняння Максвела для поздовжньо неоднорідних хвилеводів з імпедансними стінками еквівалентно зведені до системи звичайних диференціальних рівнянь (СЗДР) шляхом використання розкладів поздовжніх компонент електромагнітних полів.

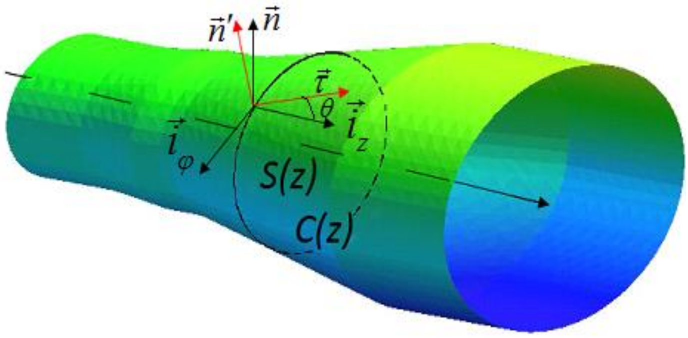


Рис. 3.1. Геометрія неоднорідного хвилеводу.

Розглянемо секцію поздовжньо неоднорідного хвилеводу з омічними втратами в стінках Рис. 3.1. У його довільному поперечному перерізі всі компоненти електромагнітних полів можуть бути виражені через дві скалярні функції Ψ та Φ (електричний і магнітний потенціали Герца, відповідно), які задовольняють рівнянням Гельмгольца [74]:

$$\left(\Delta_{\perp} + \partial^2/\partial z^2 + k^2\right)\Psi = 0, \; \left(\Delta_{\perp} + \partial^2/\partial z^2 + k^2\right)\Phi = 0, \qquad (3.1)$$

де $\Delta_{\perp}$ - поперечний оператор Лапласа, $k = \omega/c$, c - швидкість світла у вакуумі, ω - частота коливань. Залежність від часу $\exp(-i\omega t)$ опущена. Представимо невідомі функції у вигляді [105, 106]:

$$\Psi = \sum_{i=1}^{\infty} A_i(z)\Psi_i(\vec{r}_{\perp};z), \Phi = \sum_{i=1}^{\infty} B_i(z)\Phi_i(\vec{r}_{\perp};z), \qquad (3.2)$$

де $\Psi_i(\vec{r}_{\perp};z)$ і $\Phi_i(\vec{r}_{\perp};z)$ - власні функції оператора Лапласа задач Діріхле та Неймана відповідно для двомірної області $S(z)$:

$$\begin{cases} \left(\Delta_{\perp} + \alpha_i^2\right)\Psi_i = 0 \\ \partial\Psi_i/\partial n\big|_{C(z)} = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \left(\Delta_{\perp} + \beta_i^2\right)\Phi_i = 0 \\ \Phi_i\big|_{C(z)} = 0 \end{cases} \quad \vec{r}_{\perp} \in S(z) \; . \qquad (3.3)$$

Зауважимо, що представлення для Ψ рівномірно збігається до Ψ по всьому поперечному перерізу $S(z)$, включаючи контур $C(z)$, який є границею поперечного перерізу. У той же час представлення для Φ рівномірно збігається до Φ лише всередині $S(z)$ та дорівнює нулю на $C(z)$. Базисні функції задовольняють наступним умовам ортогональності:

$$\int\limits_{S(z)} \nabla_\perp \Psi_i^* \nabla_\perp \Psi_k ds = \delta_{ik}\,, \quad \int\limits_{S(z)} \nabla_\perp \Phi_i^* \nabla_\perp \Phi_k ds = \delta_{ik}\,. \tag{3.4}$$

Рівняння (3.1) замінюємо двома нескінченними серіями проекційних рівностей:

$$\int\limits_{S(z)} \Phi_i^* \left(\Delta_\perp + \partial^2/\partial z^2 + k^2\right)\Phi ds = 0 \quad \int\limits_{S(z)} \Psi_i^* \left(\Delta_\perp + \partial^2/\partial z^2 + k^2\right)\Psi ds = 0 \tag{3.5}$$

Використовуючи другу формулу Гріна для двохвимірного випадку, для функцій Ψ_i^* і функції Ψ:

$$\int\limits_{S(z)} \left(\Psi_i^* \Delta_\perp \Psi - \Psi \Delta_\perp \Psi_i^*\right) ds = \oint\limits_{C(z)} \left(\Psi_i^* \frac{\partial}{\partial n}\Psi - \Psi \frac{\partial}{\partial n}\Psi_i^*\right) dl \tag{3.6}$$

і таку ж формулу для Φ_i^* і Φ, а також представлення (3.2) та умови ортогональності (3.4), отримаємо дві нескінчені СЗДР:

$$(\hat{L}_1^2 A)_i + p_i^2 A_i + I_i^A = 0, \tag{3.7}$$

$$(\hat{L}_2^2 B)_i + q_i^2 B_i - I_i^B = 0, \tag{3.8}$$

де $p_i^2 = k^2 - \alpha_i^2$, $q_i^2 = k^2 - \beta_i^2$, $\hat{L}_{1,2} = \delta_{ik}(d/dz) + T_{ik}^{(1,2)}$, $T_{ik}^{(1)} = \alpha_i^2 \int\limits_{S(z)} \Psi_i^* (\partial/\partial z)\Psi_k ds$,

$T_{ik}^{(2)} = \beta_i^2 \int\limits_{S(z)} \Phi_i^* (\partial/\partial z)\Phi_k ds$, $\quad I_i^A = \alpha_i^2 \oint\limits_{C(z)} \Psi_i^* (\partial/\partial n)\Psi dl$, $\quad I_i^B = \beta_i^2 \oint\limits_{C(z)} \Phi (\partial/\partial n)\Phi_i^* dl$,

$i = 1,\ldots,\infty.$

Отримана система рівнянь містить контурні інтеграли $I_i^{A,B}$ з невідомими функціями $\Phi\big|_{C(z)}$ і $(\partial/\partial n)\Psi\big|_{C(z)}$ (ми не можемо використовувати для них розклади (3.2)), які повинні бути виражені через коефіцієнти розкладів A_i і B_i, щоб отримати замкнуту СЗДР. У випадку хвилеводу з круглим поперечним перерізом базисними функціями є функції Бесселя, а ряди (3.2) - ряди Діні та Фур'є-Бесселя. Вирази для базисних функцій можна знайти в [64]. Контурні інтеграли можуть бути спрощені до:

$$I_i^A = 2\pi R(z)\alpha_i^2 \Psi_i^* (\partial/\partial n)\Psi\Big|_{C(z)},\ I_i^B = 2\pi R(z)\beta_i^2 \Phi(\partial/\partial n)\Phi_i^*\Big|_{C(z)}.$$

Омічні втрати в стінках можна врахувати, використовуючи загально відомі імпедансні граничні умови:

$$\vec{n}' \times \vec{E} = -Z_S \vec{n}' \times (\vec{n}' \times \vec{H})\Big|_{C(z)}, \tag{3.9}$$

де $\vec{n}'$ - нормаль до поверхні хвилеводу на контурі поперечного перерізу $C(z)$ (Рис. 3.1), $Z_S = k\delta(1-i)/2$ - імпеданс стінок хвилеводу, $\delta = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$ - товщина скін шару матеріалу стінок хвилеводу, σ - провідність стінок і $k = \omega/c$ - хвильове число у вакуумі. Переписуючи (3.9) в термінах потенціалів Герца, отримаємо:

$$\hat{D}_1(z)\frac{\partial}{\partial r}\begin{pmatrix}\Psi\\ \Phi\end{pmatrix} = \hat{D}_2(z)\begin{pmatrix}\Psi\\ \Phi\end{pmatrix}\Bigg|_{C(z)}, \tag{3.10}$$

де

$$\hat{D}_1(z)=\begin{pmatrix} 1-\dfrac{iZ_s\sin\theta}{k}\dfrac{\partial}{\partial z} & 0 \\ 0 & \dfrac{iZ_s k}{\cos\theta}+tg\theta\dfrac{\partial}{\partial z}\end{pmatrix},$$

$$\hat{D}_2(z)=\begin{pmatrix} iZ_s\cos\theta\left(k+\dfrac{1}{k}\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}\right) & \dfrac{m}{R}\left(iZ_s\sin\theta+\dfrac{1}{k}\dfrac{\partial}{\partial z}\right) \\ \dfrac{m}{R}\left(ktg\theta-\dfrac{iZ_s}{\cos\theta}\dfrac{\partial}{\partial z}\right) & -\left(k^2+\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\end{pmatrix},$$

$tg\theta=R'(z)$, m - азимутальний індекс, штрих означає диференціювання відносно аргументу, азимутальну залежність $\exp(im\varphi)$ опущено.

Співвідношення (3.10) пов'язують потенціали Герца та їхні нормальні похідні на $C(z)$. Таким чином, для отримання замкнутої СЗДР можемо ввести дві нові невідомі функції, тоді як дві інші повинні бути виражені через них і вже введені невідомі коефіцієнти розкладу (3.2). Також необхідно виразити часткові похідні невідомих функцій у (3.9) через повні похідні. Представляючи дві нові невідомі функції $\left.\frac{1}{k}\frac{\partial}{\partial n}\Psi\right|_{C(z)}\equiv A_0(z)$ та $\Phi|_{C(z)}\equiv B_0(z)$ і використовуючи для $\Psi|_{C(z)}$ та її z-похідної представлення (3.2), залишається єдина невідома функція $\frac{\partial}{\partial n}\Phi$, яка в цьому окремому випадку співпадає з $\frac{\partial}{\partial r}\Phi$. З (3.1) можна отримати:

$$(\partial/\partial r)\Phi|_{C(z)}=(1/R)\int_0^R\left(-\partial^2/\partial z^2-k^2+m^2/r^2\right)\Phi r dr \quad . (3.11)$$

Під інтегралом для Φ можна використовувати розклад (3.2), тим самим виразити $(\partial/\partial r)\Phi|_{C(z)}$ через B_i. Щоб виразити часткові похідні в (3.10) через введені невідомі функції та їх похідні, слід використовувати правила диференціювання для функцій двох аргументів:

$$\frac{d}{dz}\Phi(R(z);z) \equiv B_0'(z) = R'(z)(\partial/\partial r)\Phi\Big|_{C(z)} + (\partial/\partial z)\Phi\Big|_{C(z)}. \qquad (3.12)$$

Далі, підставляючи (3.10) у (3.11), можемо виразити $(\partial/\partial z)\Phi\Big|_{C(z)}$ через B_0, B_i і їх похідні. Інші часткові z-похідні, що входять до (3.10), також можна виразити через A_0, A, B_0, B і їх похідні таким же чином.

Отже, отримаємо два додаткових звичайних диференціальних рівняння:

$$\begin{gathered} a_0 A_0' + b_0 A_0 + c_0 B_0' + d_0 B_0 = \\ \sum_{i=1}^{\infty}\left(a_i\left(\hat{F}_1 A\right)_i + d_1\left(b_i\left(\hat{L}_2^2 B\right)_i + c_i B_i\right)\right), \end{gathered} \qquad (3.13)$$

$$B_0'' + d_2 B_0 = \sum_{i=1}^{\infty}\left(a_i\left(\hat{F}_2 A\right)_i + b_i\left(\hat{G}\hat{L}_2^2 B\right)_i + c_i\left(\hat{G}B\right)_i\right), \qquad (3.14)$$

де $a_0 = -iZ_s \sin\theta$, $b_0 = k(1 - iZ_s tg\theta \sin\theta / kR)$, $c_0 = -m/R$, $d_0 = -iZ_s km \sin\theta / R$, $d_1 = mtg\theta / R^2$, $\hat{F}_1 = f_0 + f_1 \hat{L}_1^2$, $\hat{F}_2 = f_2\left(k\sin\theta - iZ_s \hat{L}_1\right)$, $\hat{G} = g_0 - g_1 \hat{L}_2$, $f_0 = iZ_s \cos\theta\left(k^2\left(1 + tg^2\theta\right) - tg^2\theta m^2 / R^2\right)$, $f_1 = iZ_s \cos\theta(1 + tg^2\theta)$, $J_m(\mu_i) = 0$, $J_m'(\mu_i') = 0$, $f_2 = (m / R\cos\theta)(1 - tg^2\theta)$, $a_i = \left(\pi\left(\mu_i'^2 - m^2\right)\right)^{-1/2}$, $b_i = \int_0^R \Phi_i r dr$, $c_i = \left(k^2 - \mu_i^2 / R^2\right) b_i - \pi^{-1/2}$, $g_0 = \left(tg^2\theta - (tg\theta)' R + iZ_s kR \cos^{-1}\theta(1 - tg^2\theta)\right)R^{-2}$, $g_1 = \left(1 + \tan^2\theta\right)\tan\theta / R$, $d_2 = tg^2\theta\left(k^2 - m^2 / R^2\right) + k^2(1 - tg^2\theta)$.

Рівняння (3.7), (3.8), (3.13) та (3.14) утворюють замкнуту СЗДР для невідомих коефіцієнтів $\{A_i\}_{i=0}^{\infty}$ і $\{B_i\}_{i=0}^{\infty}$. Таким чином, задача холодного аналізу поздовжньо неоднорідних хвилеводів з імпедансними стінками зведена до СЗДР другого порядку.

3.2. Числовий розгляд методу на основі розкладів поздовжніх компонент електромагнітних полів

Як приклад, що ілюструє результати запропонованого методу, розглянемо гіротрон, який працює в субміліметровому (терагерцовому) діапазоні. Резонатор гіротрону зазвичай представляє собою секцію поздовжньо неоднорідного циліндричного хвилевода (Рис. 3.1). Центральна частина резонатора має постійний радіус. Він з’єднаний із вхідною секцією, яка є надкритичним звуженням і вихідною секцією у вигляді хвилеводу, який плавно розширюється (див. [107]).

Для аналізу резонатора гіротрону СЗДР (3.7), (3.8), (3.13) та (3.14) необхідно доповнити граничними умовами на кінцях резонатора. Зазвичай це умови випромінювання або загасання для мод, що розповсюджуються та не розповсюджуються, відповідно. Для простоти припустимо, що резонатор на обох кінцях з’єднаний з напівнескінченними однорідними хвилеводами з ідеальними стінками. Це дозволяє нам вважати $A_0 = B_0 = 0$ на обох кінцях резонатора.

Конкретні розрахунки були проведені для терагерцового гіротрона з робочою модою $TE_{3,5}$ [107]. Традиційно СЗДР власних коливань резонаторів гіротронів розв’язується методом стрільби або методом диференціальної прогонки, що забезпечує швидкість обчислень, але не дозволяє враховувати нерозповсюджуючі моди. Отримана СЗДР (3.7), (3.8), (3.13) та (3.14) вирішувалась більш універсальним методом скінченних різниць. Показано, що числові результати збігаються відносно кількості доданків, врахованих у (3.2). Точність розрахунків контролювалася законом збереження енергії. Результати, отримані для власних частот і повних добротностей для двох перших аксіальних резонансів робочої моди, представлені в Таблиці 3.1. Для порівняння також представлені результати одномодового наближення (SMA).

Таблиця. 3.1.

Власні частоти та повні добротності для двох перших аксіальних резонансів. Результати SMA без омічних втрат представлені в дужках.

Мода	Представлений метод		SMA	
	частота, ГГц	Q	частота, ГГц	Q
$TE_{3,5,1}$	424.59	8438	424.58	8982 (16000)
$TE_{3,5,2}$	425.24	3229	425.23	3473 (4240)

Зазначимо, що розрахована робоча частота гіротрону добре узгоджується з експериментальним значенням [107], а також із результатом SMA. Що стосується повної добротності, то похибки експериментального вимірювання такої величини в цьому діапазоні частот набагато менші, ніж продемонстровані обчислювальні похибки, тому їх порівняння є недоцільним. Порівнюючи розраховані повні добротності з тими, що знаходились у наближенні SMA з омічними втратами та без них, можна оцінити вплив омічних втрат та конверсії мод на повні добротності. Зокрема, для першого аксіального резонансу, який зазвичай використовується у якості робочої моди в гіротронах, основний і значний внесок $(\sim 45\%)$ у зменшення повної добротності вносять омічні втрати, хоча внесок конверсії мод також помітний $(\sim 5\%)$.

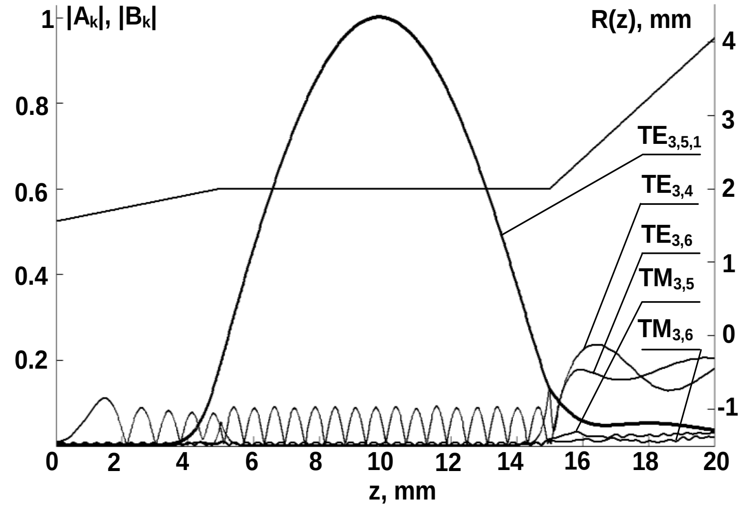


Рис. 3.2. Розподіл поля робочої та найбільших паразитних мод при першому аксіальному резонансі.

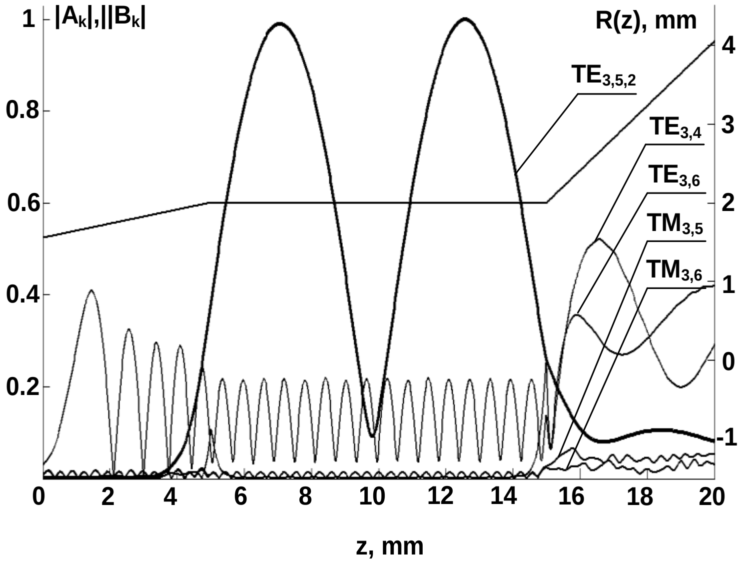


Рис. 3.3. Розподіл поля робочої та найбільших паразитних мод при другому аксіальному резонансі.

На Рис. 3.2, 3.3 показано розподіл поля різних мод у випадку головного (робочого) та другого аксіального резонансів відповідно (для кращої видимості амплітуди паразитних мод збільшено вп’ятеро).

Відзначимо декілька загальних особливостей конверсії мод у резонаторах терагерцових гіротронів:

1. Паразитні моди з’являються переважно у вихідній секції резонатора.

2. Внесок паразитних мод у загальне поле залежить від їх радіального індексу та поляризації. Паразитні моди з радіальними індексами, ближчими до радіального індексу робочої моди, мають більші амплітуди.

3. Амплітуди паразитних вищих радіальних мод менші, ніж амплітуди паразитних нижчих радіальних мод з однаковою поляризацією і з однаковою різницею радіального індексу відносно робочої моди.

4. Амплітуди паразитних мод ТМ поляризації значно нижчі за амплітуди паразитних мод ТЕ поляризації з однаковим радіальним індексом.

Точність розрахунків була проаналізована за допомогою двох функцій $\xi_1(N)=\left|\dfrac{\omega_{N+1}-\omega_N}{\omega_N}\right|$ і $\zeta_1(N)=\left|\dfrac{Q_{N+1}-Q_N}{Q_N}\right|$, де ω_N і Q_N - резонансна частота та повна добротність, відповідно, знайдені з урахуванням N доданків у розкладах (3.2) для 1100 точок дискретизації вздовж z. Рис. 3.4, 3.6 ілюструють збіжність резонансної частоти та повної добротності відносно N в логарифмічному масштабі. Також була досліджена збіжність числових результатів відносно кількості точок дискретизації. Рис. 3.5, 3.7 показують функції $\xi_2(n)=\left|\dfrac{\omega^{(n+1)}-\omega^{(n)}}{\omega^{(n)}}\right|$ та $\zeta_2(n)=\left|\dfrac{Q^{(n+1)}-Q^{(n)}}{Q^{(n)}}\right|$, де $\omega^{(n)}$ і $Q^{(n)}$ - резонансна частота та повна добротність, відповідно, розраховані при $M=100n$ точок дискретизації та $N=5$ в логарифмічному масштабі. Використовувалась наступна нумерація мод: $N=1$ відповідає робочій моді $TE_{3,5}$, $N=2$ - $TE_{3,4}$, $N=3$ - $TE_{3,6}$, $N=4$ - $TM_{3,5}$, $N=5$ - $TM_{3,6}$ і так далі.

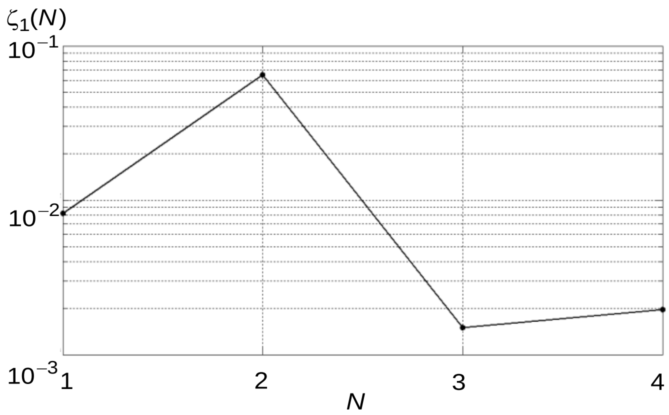


Рис. 3.4. Збіжність повної добротності при першому аксіальному резонансі відносно кількості врахованих мод.

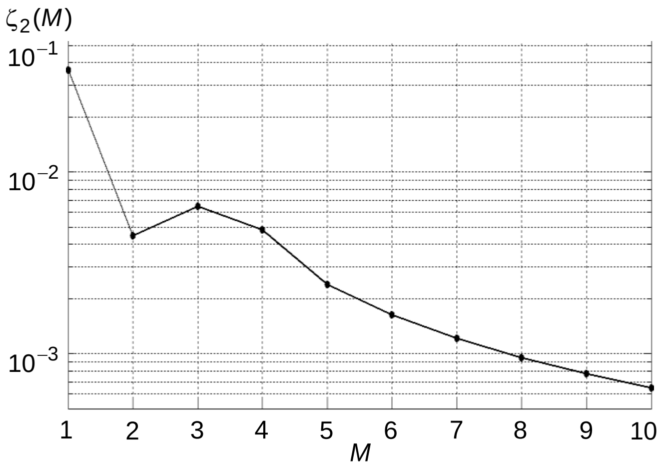


Рис. 3.5. Збіжність повної добротності при першому аксіальному резонансі відносно кількості точок дискретизації.

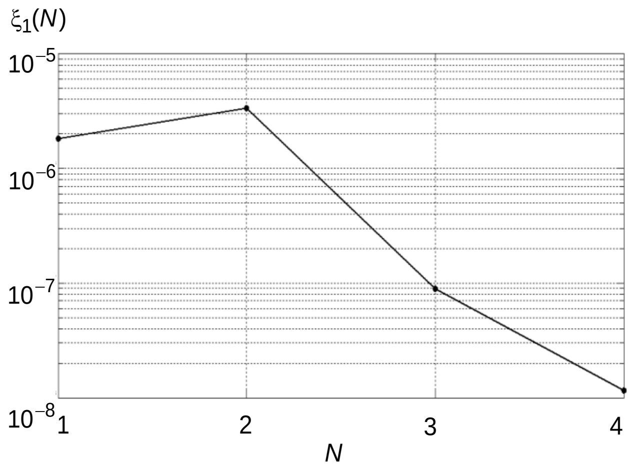


Рис. 3.6. Збіжність власної частоти при першому аксіальному резонансі відносно кількості врахованих мод.

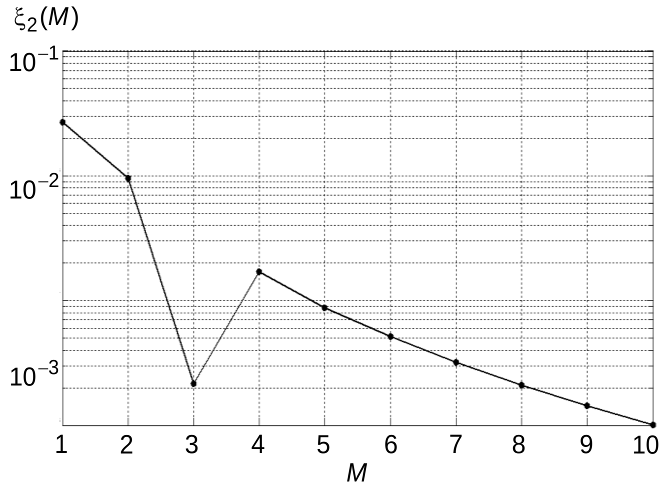


Рис. 3.7. Збіжність власної частоти при першому аксіальному резонансі відносно кількості точок дискретизації.

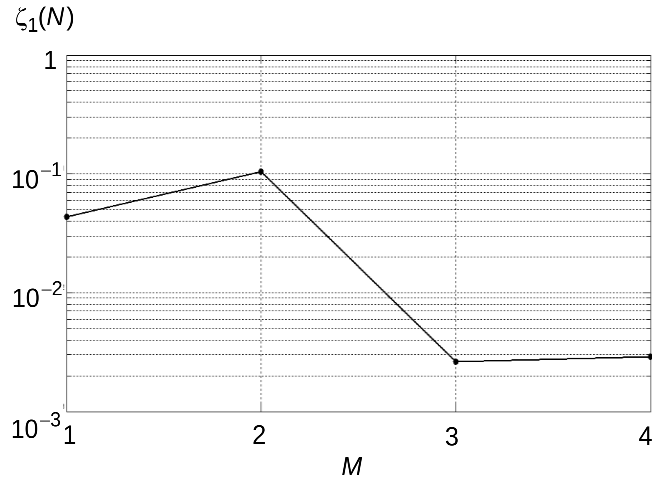


Рис. 3.8. Збіжність повної добротності при другому аксіальному резонансі відносно кількості врахованих мод.

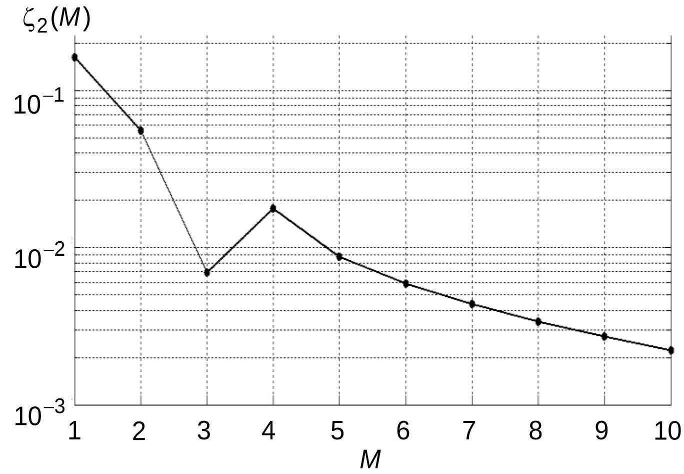


Рис. 3.9. Збіжність повної добротності при другому аксіальному резонансі відносно кількості точок дискретизації.

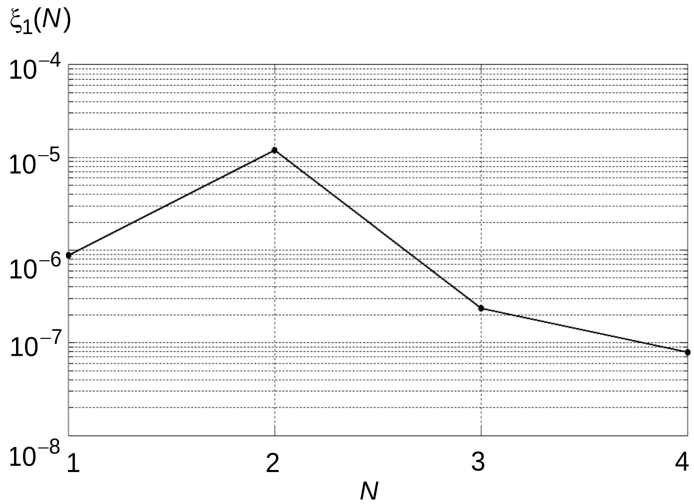


Рис. 3.10. Збіжність власної частоти при другому аксіальному резонансі відносно кількості врахованих мод.

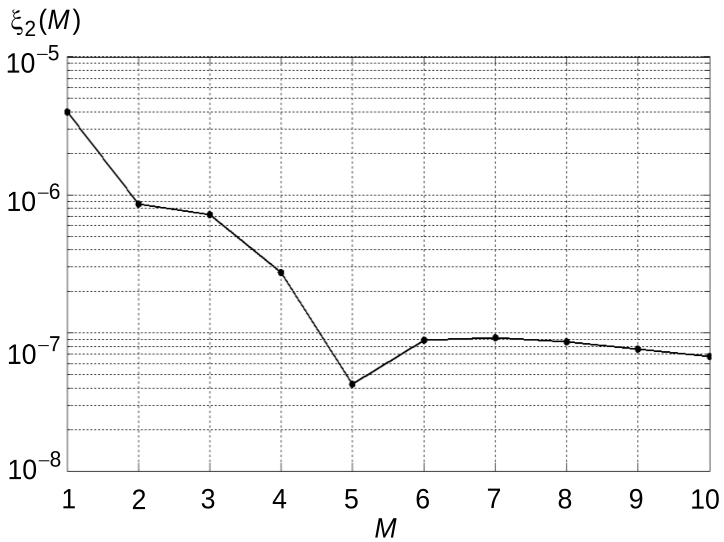


Рис. 3.11. Збіжність власної частоти при другому аксіальному резонансі відносно кількості точок дискретизації.

Таким чином, на прикладі резонатора гіротрону FU CW III, розробленого в університеті м. Фукуї (Японія), досліджено вплив конверсії мод та омічних втрат на частоту та повну добротність. Продемонстровано збіжність результатів числових розрахунків як відносно кількості врахованих мод, так і відносно кількості точок дискретизації.

3.3. Метод на основі розкладів поперечних компонент електромагнітних полів

Розглянемо секцію поздовжньо неоднорідного хвилеводу (див. Рис. 3.12) з тензорним поверхневим імпедансом [108, 109].

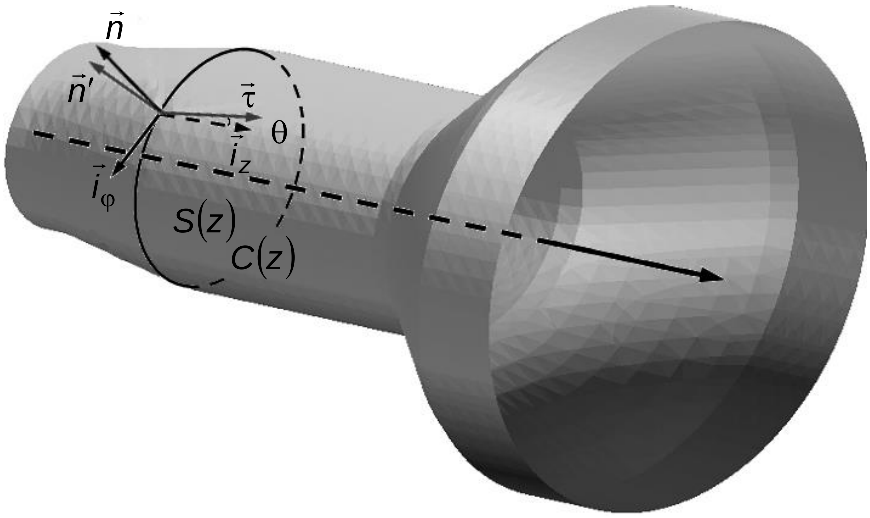


Рис. 3.12. Геометрія неоднорідного імпедансного хвилеводу. $S(z)$ і $C(z)$ - поперечний переріз при осьовій координаті z та його контур, відповідно, $tg\theta = dR(z)/dz \equiv R'(z)$, $\mathbf{n}$ - одинична нормаль до контуру $C(z)$, $\mathbf{n}'$ - одинична нормаль до стінки хвилеводу.

У цьому випадку граничні умови записуються як:

$$E_\tau = -Z_{11}H_\varphi - Z_{12}H_\tau\Big|_{C(z)}, \tag{3.15}$$

$$E_\varphi = Z_{21}H_\varphi + Z_{22}H_\tau\Big|_{C(z)}, \tag{3.16}$$

де елементи матриці Z_{ik} можуть залежати від осьової координати z.

Ми шукатимемо поля хвилеводу в наступному вигляді [63, 66]:

$$\mathbf{E}_\perp = \sum_k V_k(z)\mathbf{e}_k(\mathbf{r}_\perp, z),\ \mathbf{H}_\perp = \sum_k I_k(z)\mathbf{h}_k(\mathbf{r}_\perp, z), \tag{3.17}$$

де $\mathbf{r}_\perp = \{r, \varphi\}$ - полярні координати, $V_k = \{V_k', V_k''\}$, $I_k = \{I_k', I_k''\}$, коефіцієнти V_k' (V_k'') та I_k' (I_k'') - амплітуди полів базисних ТМ (ТЕ) мод, $\mathbf{e}_k = \{\mathbf{e}_k', \mathbf{e}_k''\}$ і $\mathbf{h}_k = \{\mathbf{h}_k', \mathbf{h}_k''\}$ - нормовані поперечні складові електричного та магнітного полів власних базисних мод хвилеводу порівняння (однорідного циліндричного хвилеводу з ідеальними стінками). У (3.17) множник $\exp(-i\omega t + im\varphi)$ враховується і опускається.

Для хвилеводу з імпедансними стінками вирази (3.17) забезпечують рівномірну збіжність компонентів поля E_r і H_φ всередині поперечного перерізу хвилеводу $S(z) = \pi R^2(z)$ (включаючи його контур $C(z)$), де $R(z)$ - радіус хвилеводу. Навпаки, для H_r і E_φ розклади (3.17) рівномірно збігаються всередині $S(z)$, але прямують до нуля при $r = R(z)$. Останній факт пояснює труднощі, пов'язані із застосуванням (3.17) до імпедансних хвилеводів, які мають ненульові компоненти поля E_φ та H_r на стінках (див. (3.15), (3.16)).

Беручи проекції рівнянь Максвелла на базисні векторні функції, отримуємо [67]:

$$\frac{d}{dz}V_k = \sum_i T_{ik}V_i + \Delta_k I_k + \oint\limits_{C(z)} \left(\mathbf{n}\mathbf{e}_k^*\right)\cos^{-1}\theta\, E_\tau dl \ , \tag{3.18}$$

$$\frac{d}{dz}I_k = \sum_i T_{ki}I_i + \Gamma_i V_i + \left(i/k_0\right) \oint\limits_{C(z)} \left(\nabla_\perp \mathbf{h}_k^*\right)E_\varphi dl \, , \tag{3.19}$$

де k_0 - хвильове число у вакуумі, явний вигляд T_{ik}, Δ_k, Γ_k, $\mathbf{e}_k$ і $\mathbf{h}_k$ можна знайти в [67], $i,k = 1,..,\infty$.

У випадку ідеального хвилеводу ($E_\tau\big|_{C(z)} = 0$ і $E_\varphi\big|_{C(z)} = 0$) (3.18), (3.19) утворюють замкнуту нескінченну СЗДР, яка є відомими узагальненими телеграфними рівняннями [63, 66]. Щоб отримати таку систему для імпедансного хвилеводу, потрібно виразити контурні інтеграли в (3.18), (3.19) через невідомі коефіцієнти V_k та I_k. До тепер не існує жодного строгого методу, який би це робив (за винятком випадку хвилеводу з однією ненульовою складовою Z_{11} поверхневого імпедансу [110]). Зараз доступні лише приблизні методи [67, 69].

Зазначимо, що розклади поля (3.17) безпосередньо для знаходження контурних інтегралів (3.18), (3.19), а також значення $H_\tau|_{C(z)}$ використовувати неможна, оскільки приходимо до співвідношень $E_\tau|_{C(z)} = \sin\theta E_r|_{C(z)}$, $E_\varphi|_{C(z)} = 0$ і $H_r|_{C(z)} = 0$, які несумісні з граничними умовами (3.15), (3.16). Як зазначалося вище, для $r = R(z)$ вирази (3.17) можна застосовувати лише для знаходження компонентів поля H_φ та E_r.

Використовуючи рівняння Максвелла, функцію $H_\tau|_{C(z)} = \left(H_r \sin\theta + H_z \cos\theta\right)\Big|_{C(z)}$ можна записати як:

$$H_\tau = \frac{\sin\theta}{ik_0}\left(\frac{im}{r}E_z - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z}\right) + \frac{\cos\theta}{ik_0}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rE_\varphi\right) - \frac{im}{r}E_r\right)\Bigg|_{C(z)}, \quad (3.20)$$

де m - азимутальне хвильове число.

Підставляючи (3.20) до (3.15) та (3.16) , отримуємо взаємозв'язок між компонентами поля при $r = R(z)$:

$$aE_\varphi = bH_\varphi - lE_r - p\left(\partial / \partial z\right)E_\varphi + q\left(\partial / \partial r\right)E_\varphi, \quad (3.21)$$

де $a = 1 + \xi Z_{12} - Z_{22}\cos\theta / ik_0 R$, $p = Z_{22}\sin\theta / ik_0$, $b = Z_{21} + \xi(Z_{12}Z_{21} - Z_{11}Z_{22})$, $l = \xi Z_{22} / \sin\theta$, $\xi = mR' / k_0 R$ і $q = Z_{22}\cos\theta / ik_0$.

Ми вводимо додаткову невідому функцію $V_0(z) \equiv E_\varphi\Big|_{C(z)} e^{im\varphi} = E_\varphi(R(z), z, \varphi)$ та диференціюємо її по z. Це дає:

$$\frac{d}{dz}V_0 e^{im\varphi} = \partial E_\varphi / \partial z + R'\partial E_\varphi / \partial r\Big|_{C(z)}. \quad (3.22)$$

Рівняння (3.21) та (3.22) можна об'єднати, щоб отримати додаткове диференціальне рівняння для V_0. У цьому рівнянні E_r і H_φ задані виразами (3.17). Для того, щоб вивести СЗДР у замкнутому вигляді, залишається виразити функцію $\partial E_\varphi / \partial r\big|_{C(z)}$ через невідомі коефіцієнти V_i, I_i, і V_0 та їх похідні. Для цього використовуємо першу формулу Гріна:

$$\oint_{C(z)} e^{-im\varphi} \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} dl = \int_{S(z)} \left(e^{-im\varphi} \Delta_\perp E_\varphi + \nabla_\perp \left(e^{-im\varphi} \right) \cdot \nabla_\perp E_\varphi \right) ds . \qquad (3.23)$$

Використовуючи рівняння Максвелла, можна звести (3.23) до такого виду:

$$\frac{\partial E_\varphi}{\partial r} = \frac{1}{2\pi R} \int_{S(z)} \left(\left(\frac{m^2+1}{r^2} - k_0^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_\varphi - \frac{2im}{r^2} E_r \right) ds \ . \qquad (3.24)$$

Завдяки рівномірній збіжності (3.17) всередині $S(z)$, можемо підставити (3.17) в інтеграл (3.24) і виконати почленне інтегрування. Крім того, можемо взяти проекцію $\left(\partial^2 / \partial z^2\right)\mathbf{E}$ на базисну функцію $\mathbf{e}_k$ [62, 63, 67]:

$$\left(\partial^2 / \partial z^2\right)\mathbf{E} = \sum_k \tilde{V}_k \mathbf{e}_k = \sum_k \left(\hat{L}^2 V\right)_k \mathbf{e}_k \ , \qquad (3.25)$$

де $\left(\hat{L}V\right)_k = \dfrac{d}{dz} V_k - \sum_i T_{ik} V_i$, $V = \{V_i\}_{i=1}^{\infty}$.

Враховуючи (3.17) і (3.25), інтегрування (3.24) дає:

$$\frac{\partial E_\varphi}{\partial r} = \sum_k \left(\left(a_k - k_0^2 b_k \right) V_k - b_k \left(\hat{L}^2 V \right)_k \right) e^{im\varphi}, \qquad (3.26)$$

де $a_k = \frac{1}{R}\int_0^R \left(\left(m^2+1\right) e_{k\varphi} - 2ime_{kr}\right) r^{-1} dr$ і $b_k = \frac{1}{R}\int_0^R e_{k\varphi} r dr$ знаходяться аналітично за допомогою табличних інтегралів [111].

Таким чином, отримуємо необхідне додаткове диференціальне рівняння для V_0:

$$
\begin{gathered}
p\frac{d}{dz}V_0 + aV_0 - b\sum_k I_k x_k + l\sum_k V_k w_k \\
-(q+pR')\sum_k\left(\left(a_k - k_0^2 b_k\right)V_k - b_k\left(\hat{L}^2 V\right)_k\right) = 0
\end{gathered}, \tag{3.27}
$$

і можна переписати (3.18) та (3.19) як:

$$
\frac{d}{dz}V_k = \sum_i T_{ki}V_i + \sum_i \tilde{T}_{ki} I_i + \tilde{\Delta}_k V_0, \tag{3.28}
$$

$$
\frac{d}{dz}I_k = \sum_i T_{ki} I_i + \Gamma_k V_k + \tilde{\Gamma}_k V_0, \tag{3.29}
$$

де $x_k = h_{k\varphi}\big|_{C(z)}$, $w_k = e_{k_r}\big|_{C(z)}$, $\tilde{T}_{ki} = \Delta_i \delta_{ki} - g\left(Z_{11} - Z_{21}Z_{12} / Z_{22}\right) y_k x_i$, $g = 2\pi R\cos^{-1}\theta$, $\tilde{\Gamma}_k = 2\pi i R k_0^{-1} d_k$, $\tilde{\Delta}_k = -gZ_{12} y_k / Z_{22}$, $y_k = \left(\mathbf{n}\mathbf{e}_k^*\right)\big|_{C(z)}$, $d_k = \left(\nabla_\perp \mathbf{h}_k^*\right)\big|_{C(z)}$.

Рівняння (3.27) - (3.29) утворюють замкнуту нескінченну СЗДР, яка узагальнює відомі телеграфні рівняння на поздовжньо неоднорідний хвилевід з ненульовим тензорним поверхневим імпедансом. Ці рівняння простіші, ніж СЗДР, яка була отримана в підрозділі 3.1, де замість (3.27) використовуються два додаткові диференціальні рівняння. Більше того, в багатьох практичних випадках, коли неоднорідність хвилеводу і імпеданс стінки не надто високі, доданком

pdV_0 / dz у (3.27) можна знехтувати. У цих випадках V_0 можна легко виключити з (3.27) - (3.29). Це призводить до СЗДР тієї ж форми, що і для хвилеводу з ідеальними стінками, але зі зміненими матричними коефіцієнтами.

Таким чином, задача холодного аналізу поздовжньо неоднорідних хвилеводів з імпедансними стінками зведена до СЗДР першого порядку.

3.4. Числовий розгляд методу на основі розкладів поперечних компонент електромагнітних полів

Для перевірки обчислювальної ефективності методу на основі розкладів поперечних компонент електромагнітних полів розрахуємо резонансні частоти, добротності та розподіл полів для резонатора 1-ТГц гіротрону на другій циклотронній гармоніці [112, 113], який розроблено в університеті м. Фукуї (Японія) для роботи на моді $TE_{4,12}$. Однією з найнебезпечніших конкуруючих мод цього гіротрону є мода $TE_{5,5}$ на першій циклотронній гармоніці. Таким чином, необхідно розглянути два випадки для кожної з цих мод.

Систему рівнянь (3.27) - (3.29) слід доповнити граничними умовами на кінцях резонатора, щоб сформувати задачу на власні значення. Для відкритого резонатора гіротрону використовуються умови випромінювання:

$$\begin{array}{l} k_0 V_k' = -k_{zk}' I_k' \big|_{z=z_{in}},\ k_0 I_k'' = -k_{zk}'' V_k'' \big|_{z=z_{in}},\ V_0 \big|_{z=z_{in}} = 0 \\ k_0 V_k' = k_{zk}' I_k' \big|_{z=z_{out}},\ k_0 I_k'' = k_{zk}'' V_k'' \big|_{z=z_{out}},\ V_0 \big|_{z=z_{out}} = 0 \end{array}, \qquad (3.30)$$

де k_{zk}' (і k_{zk}'') - константи розповсюдження для базисних ТМ (і ТЕ) мод на вхідному ($z = z_{in}$) та вихідному ($z = z_{out}$) кінцях резонатора.

Для моделювання реалістичних втрат в стінках резонатора використовуємо імпедансні граничні умови з $Z_{11} = Z_{22} = Z = (1/2)k_0\delta(1-i)$, $Z_{12} = Z_{21} = 0$, де $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$ - товщина скін шару матеріалу стінки резонатора,

$\sigma = \sigma_{Cu} / 2 = 2.9 \cdot 10^{7}$ См/м - половина провідності ідеальної міді, c - швидкість світла у вакуумі.

Нескінченна система рівнянь (3.27) - (3.29) з умовами (3.30) обрізалась і вирішувалась числово методом скінченних різниць. Була досягнута стійка збіжність числових результатів відносно кількості врахованих базисних мод (утворених двома (однією), модами що розповсюджується, та однією (двома) модами, що не розповсюджуються) ТЕ (ТМ) поляризацій) та кількості точок дискретизації N_z вздовж осі хвилеводу.

Точність розрахунків контролювалась перевіркою виконання закону збереження енергії:

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \frac{1}{Q_{dif}} + \frac{1}{Q_{ohm}}, \tag{3.31}$$

де $Q_{tot} = \dfrac{\mathrm{Re}[\omega]}{2\mathrm{Im}[\omega]}$ - повна добротність, $Q_{dif} = \dfrac{\mathrm{Re}[\omega]W}{P_{dif}}$ - дифракційна добротність, $Q_{ohm} = \dfrac{\mathrm{Re}[\omega]W}{P_{ohm}}$ - омічна добротність, $W = \dfrac{1}{16\pi}\int\limits_V \left(|\mathbf{E}|^2 + |\mathbf{H}|^2\right) dV$ - електромагнітна енергія в резонаторі гіротрону, $P_{out} = P_0(z_{in}) + P_0(z_{out})$ - потужність вихідного випромінювання,

$$P_0(z) = \frac{c}{8\pi}\mathrm{Re}\left[k_0^{-1}\left(\sum_k \left(|I'_k|^2 k'_{z_k}\right) + \sum_k \left(|V''_k|^2 k''_{z_k}{}^*\right)\right)\right], \tag{3.32}$$

$P_{ohm} = \dfrac{\mathrm{Re}[k_0\delta] + \mathrm{Im}[k_0\delta]}{8}\int\limits_0^{z_{out}} R\left(\left|H_\varphi\right|^2 + \left|H_\tau\right|^2\right)\Big|_{C(z)} dz$ - потужність омічних втрат у стінках. У більшості випадків для $k_0\Delta z = k_0 z_{out} / N_z < 0.5$ закон збереження енергії (3.31) виконується з точністю, кращою ніж 1%.

В Таблицях 3.2 і 3.3 приведені резонансні частоти, дифракційні Q_{dif}, омічні Q_{ohm} та повні Q_{tot} добротності для робочої моди $TE_{4,12}$ другої гармоніки та моди $TE_{5,5}$ першої циклотронної гармоніки. Для порівняння також представлені результати різних варіантів одномодового наближення (SMA), які ігнорують зв'язок мод у резонаторі гіротрону. Один із варіантів (позначений як SMA1) є спрощеною версією запропонованого методу, який враховує лише найбільші доданки в розкладах (3.17). Іншим варіантом (позначеним як SMA2) є метод, який ігнорує вплив провідності стінки та конверсії мод на власну частоту резонатора та власне поле. У цьому випадку омічні втрати враховуються несамоузгоджено як додатковий член P_{ohm} в умовах балансу потужності (3.31). Для порівняння також показані результати SMA2 для провідності ідеальної міді $\sigma = 5.81 \cdot 10^{7}$ См/м [107], а також наявні дані [113, 102].

Таблиця 3.2.

Робоча мода другої гармоніки $TE_{4,12}$

	Багатомодовий підхід	***SMA1***	***SMA2***	***SMA2 для ідеальної міді***	***SMA з [113]***
Частота, ГГц	1013.65	1013.65	1013.67	1013.67	1013.67
Q_{tot}	17455	17881	17895	23910	23720
Q_{ohm}	20636	20832	20836	29467	35324
Q_{dif}	113260	125324	126784	126784	72208

Таблиця 3.3.

Конкуруюча мода першої гармоніки $TE_{5,5}$

	Багатомодовий підхід	***SMA1***	***SMA2***	***SMA2 для ідеальної міді***	***SMA з [114]***
Частота, ГГц	503.62	503.62	503.64	503.64	503.61
Q_{tot}	7785	8407	8410	10214	7664
Q_{ohm}	12746	13972	13950	19728	19361
Q_{dif}	20003	21073	21180	21180	12686

З Таблиць 3.2 і 3.3 видно, що багатомодовий підхід та різні варіанти SMA дають майже однакові значення резонансних частот, які мало чутливі до конверсії мод в резонаторі 1-ТГц гіротрону університету м. Фукуї (Японія).

Серед добротностей, наведених у цих таблицях, Q_{ohm} найменш чутлива до конверсії мод і приймає майже однакові значення в багатомодовому підході, а також у різних варіантах SMA (за винятком результатів [113], яким, ймовірно, відповідають вища провідність стінки). Значення Q_{ohm} досить близьке (з точністю до декількох відсотків) до відомої аналітичної оцінки [115]:

$$Q_{ohm} = \frac{R}{\delta}\left(1 - \frac{m^2}{\mu_i^2}\right), \tag{3.33}$$

де R - радіус основної (центральної) секції резонатора гіротрона, μ_i - власне значення моди $TE_{m,\,i}$.

На відміну від Q_{ohm}, дифракційна добротність Q_{dif} сильно залежить від зв’язку між модами резонатора гіротрону. В даному випадку конверсія мод викликає помітне зниження Q_{dif} (до ~ 14% для робочої моди $TE_{4,12}$). У випадку SMA1 (SMA2) числові похибки для Q_{ohm} і Q_{dif} в сукупності призводять до похибки приблизно 0,2% (0,3%) та 1,4% (1,5%) для повної добротності мод $TE_{4,12}$ та $TE_{5,5}$ відповідно. Це свідчить про більш сильний вплив похибки у визначенні добротностей для моди $TE_{5,5}$.

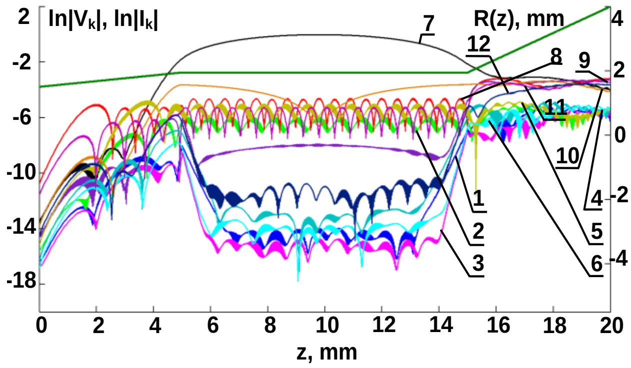


Рис. 3.13. Амплітуди базисних ТЕ та ТМ мод, які збуджуються на першій циклотронній гармоніці з частотою 503.62 ГГц: 1 – $V'_{5,5}$; 2 - $V'_{5,4}$; 3 - $V'_{5,6}$; 4 - $I'_{5,5}$; 5 - $I'_{5,4}$; 6 - $I'_{5,6}$; 7 - $V''_{5,5}$; 8 - $V''_{5,4}$; 9 - $V''_{5,6}$; 10 - $I''_{5,5}$; 11 - $I''_{5,4}$; 12 - $I''_{5,6}$.

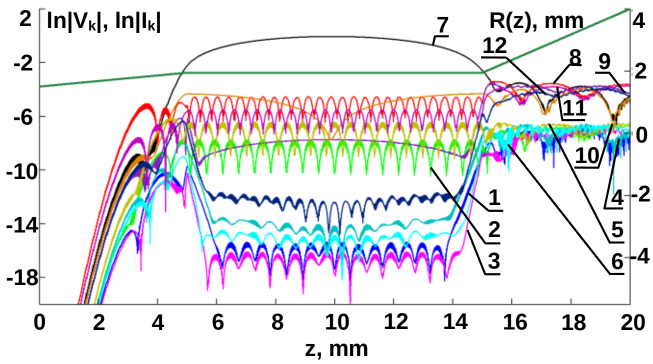


Рис. 3.14. Амплітуди базисних ТЕ та ТМ мод, які збуджуються на другій циклотронній гармоніці з частотою 1013.65 ГГц: 1 – $V'_{4,12}$; 2 -$V'_{4,11}$; 3 - $V'_{4,13}$; 4 - $I'_{4,12}$; 5 - $I'_{4,11}$; 6 - $I'_{4,13}$; 7 - $V''_{4,12}$; 8 - $V''_{4,11}$; 9 - $V''_{4,13}$; 10 - $I''_{4,12}$; 11 - $I''_{4,11}$; 12 - $I''_{4,13}$.

На Рис. 3.13 та Рис. 3.14 показано модовий вміст полів резонатора для робочої моди на другій гармоніці та конкуруючої моди на першій гармоніці 1-ТГц гіротрону в логарифмічному масштабі. В одномодовому наближенні ці моди є модами $TE_{4,12}$ та $TE_{5,5}$. Видно, що значна конверсія мод відбувається у вихідній секції резонатора гіротрону, яка має великий кут нахилу 22.3° (Рис. 3.13, Рис. 3.14). Для кожної TE моди, що досліджувалась, дві сусідні паразитні моди мають найбільші амплітуди, тоді як інші базисні TE і TM моди є нехтовно малими. Розглянемо вплив конверсії мод на просторовий розподіл поля резонатора.

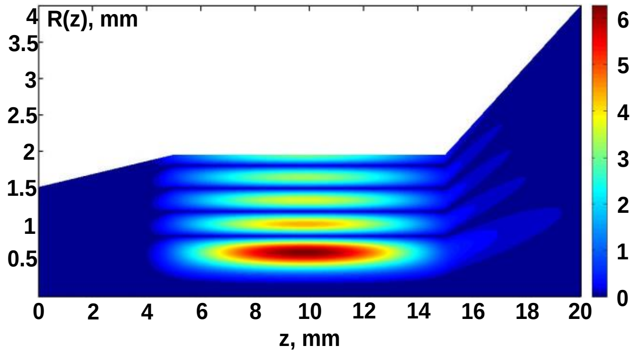


Рис. 3.15. Просторовий розподіл $|H_z|$, який обчислювався в одномодовому наближенні для першої гармоніки моди $TE_{5,5}$.

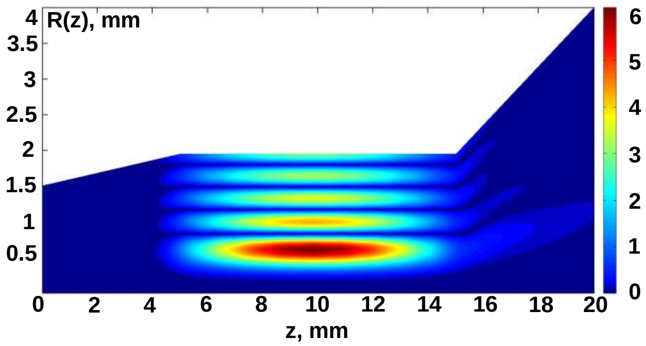


Рис. 3.16. Багатомодовий розрахунок $|H_z|$ для моди, яка збуджується на основній циклотронній гармоніці ($m = 5$, частота 503.62 ГГц).

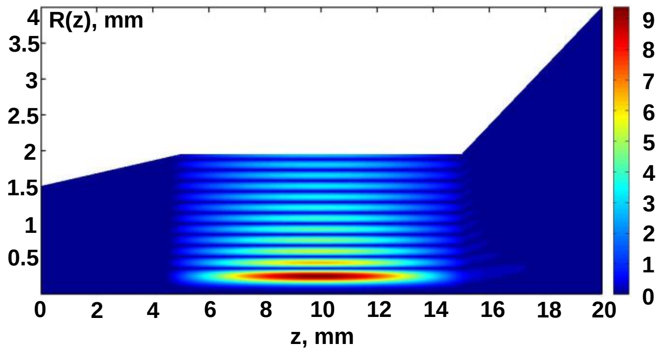


Рис. 3.17. Просторовий розподіл $|H_z|$, який обчислювався в одномодовому наближенні для робочої моди $TE_{4,12}$ на другій циклотронній гармоніці.

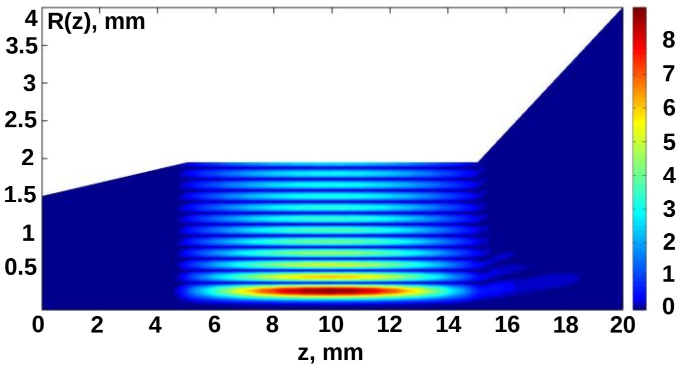


Рис. 3.18. Просторовий розподіл $|H_z|$, який обчислювався багатомодовим підходом для робочої моди 1-ТГц-го гіротрону на другій циклотронній гармоніці.

На Рис. 3.15 – 3.18 показано просторовий розподіл $|H_z|$, отриманий з багатомодового та одномодового підходів для мод $TE_{5,5}$ та $TE_{4,12}$. Видно, що конверсія мод спричиняє збільшення $|H_z|$ у вихідній секції резонатора.

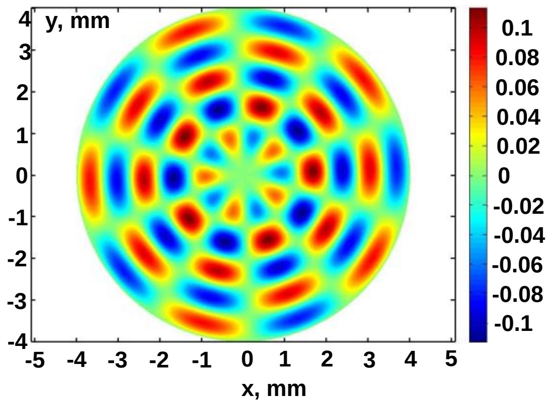


Рис. 3.19. Просторовий розподіл $\mathrm{Re}(E_\varphi)$ для однієї моди $TE_{5,5}$ на першій циклотронній гармоніці.

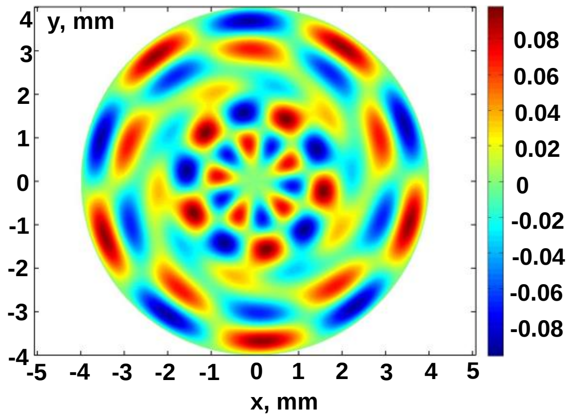


Рис. 3.20. Просторовий розподіл $\mathrm{Re}(E_\varphi)$, який обчислювався багатомодовим підходом для першої циклотронної гармоніки з $m = 5$ і частотою 503.62 ГГц.

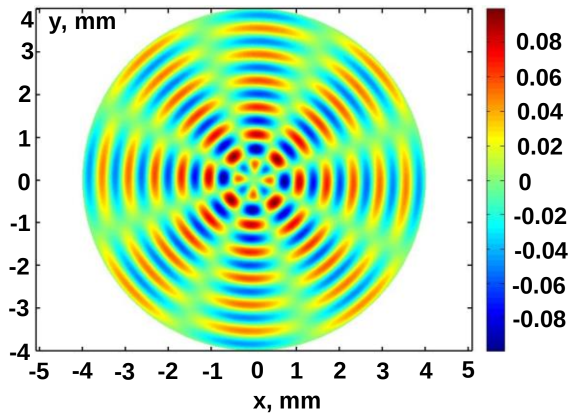


Рис. 3.21. Просторовий розподіл $\mathrm{Re}(E_{\varphi})$ для однієї робочої моди $TE_{4,12}$.

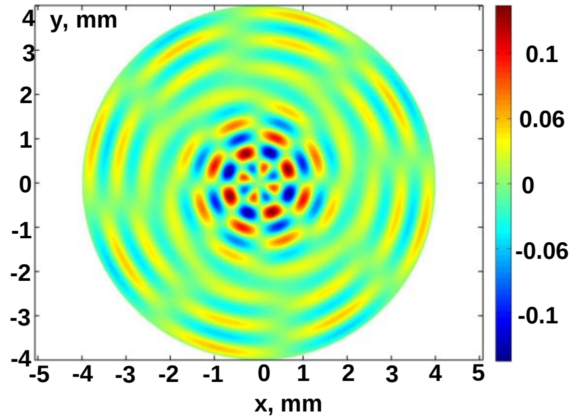


Рис. 3.22. Просторовий розподіл $\mathrm{Re}(E_{\varphi})$, який обчислювався багатомодовим підходом для робочої моди 1-ТГц-го гіротрону на другій циклотронній гармоніці.

На Рис. 3.19 – 3.22 показана просторова структура складової поля $\mathrm{Re}(E_{\varphi})$, розрахована на основі багатомодового та одномодового підходів для вихідного перерізу резонатора гіротрону. Можна помітити, що конверсія мод призводить до формування спіральноподібного поперечного розподілу вихідного поля як для робочої моди другої гармоніки, так і для конкуруючої моди першої гармоніки. Крім того, вона спричиняє часткове зменшення поля резонатора на відносно великій відстані від осі резонатора. У цьому випадку поле в основному зосереджене поблизу радіальної координати r, яка трохи перевищує радіус каустики $R_c = (m/\mu_i)R$ моди резонатора. Описані вище ефекти, які є більш вираженими для радіальних мод вищого порядку, також змінюють потік потужності через вихідний поперечний переріз резонатора гіротрону (Рис. 3.23 – 3.26).

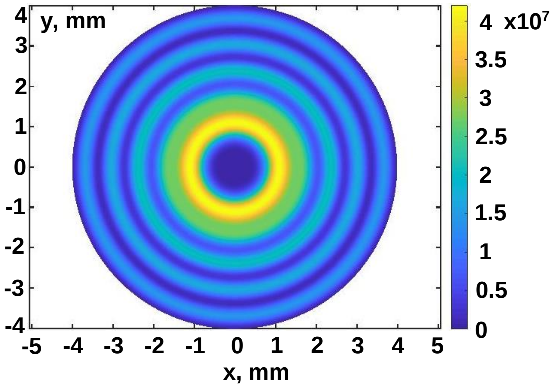


Рис. 3.23. Радіальний розподіл вихідного потоку енергії для однієї моди $TE_{5,5}$, яка збуджується на першій циклотронній гармоніці.

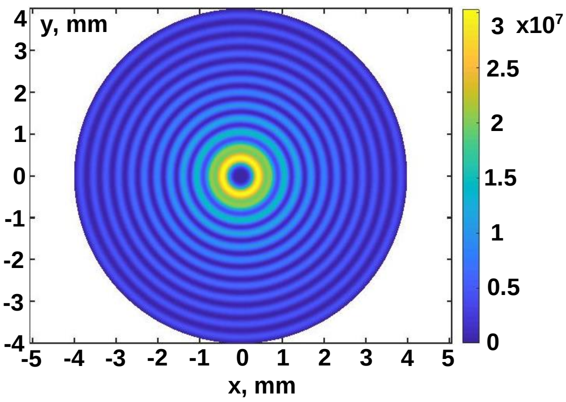


Рис. 3.24. Радіальний розподіл вихідного потоку енергії для однієї робочої моди $TE_{4,12}$.

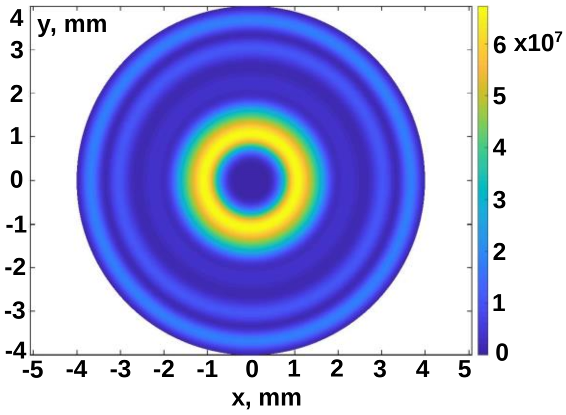


Рис. 3.25. Багатомодовий розрахунок вихідного потоку енергії для моди на першій циклотронній гармоніці з $m = 5$ і частотою 503.62 ГГц.

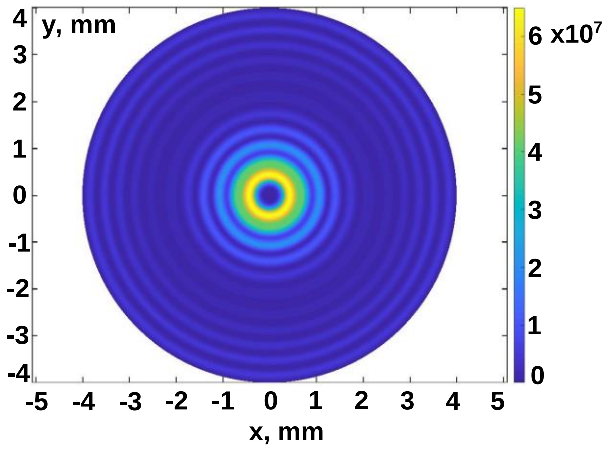


Рис. 3.26. Радіальний розподіл вихідного потоку енергії, який обчислювався багатомодовим підходом для робочої моди 1-ТГц-го гіротрону на другій циклотронній гармоніці.

Відзначимо, що утворення спіральноподібного поперечного розподілу вихідного поля спостерігалося також і в експерименті [116].

Таким чином, конверсія мод призводить до збільшення загальних втрат у резонаторі. Це цілком природно, оскільки додаткові моди відкривають нові канали для виведення енергії, що призводить до збільшення втрат потужності. У даному випадку це спричиняє зменшення дифракційної добротності Q_{dif} приблизно до 15% для робочої моди $TE_{4,12}$ і може вплинути на взаємодію пучка і хвилі в резонаторі гіротрону. Крім того, паразитні моди (переважно сусідні радіальні моди $TE_{4,11}$ і $TE_{4,13}$) інтерферують з робочою модою і тим самим змінюють розподіл поля у вихідній секції резонатора гіротрону, включаючи вихідний поперечний переріз. Цей ефект необхідно враховувати при аналізі взаємодії пучка із хвилею після резонатора [117], а також при розробці високоефективних перетворювачів, що використовуються в гіротроні для перетворення вихідного випромінювання в лінійно поляризовану Гауссову моду (лінійно поляризований параксіальний хвильовий пучок з оптимізованою структурою) [118].

3.5. Порівняння запропонованих методів

Для порівняння запропонованих методів розглянемо резонатор терагерцового гіротрона FU CW III [112, 113] (див. Рис. 3.12), розробленого в університету м. Фукуї (Японія) з робочою модою $TE_{4,12}$ на другій циклотронній гармоніці з точки зору обох запропонованих методів.

Таблиця 3.4.

Метод на основі розкладів поздовжніх компонент електромагнітного поля

	Багатомодовий підхід	***SMA з втратами, врахованими несамоузгоджено***
Частота, ГГц	1013.65	1013.67
Q_{tot}	24970	23900
Q_{ohm}	29517	29458
Q_{dif}	117772	126800

Таблиця 3.5.

Метод на основі розкладів поперечних компонент електромагнітного поля

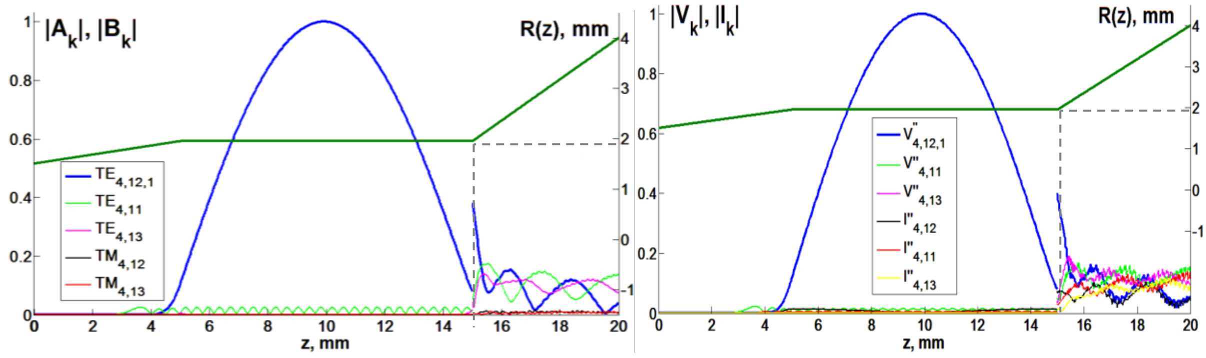
	Багатомодовий підхід	***SMA з втратами, врахованими несамоузгоджено***
Частота, ГГц	1013.65	1013.67
Q_{tot}	23821	23910
Q_{ohm}	30348	29467
Q_{dif}	103366	126784

При розрахунках в обох методах була досягнута збіжність числових результатів як відносно кількості врахованих мод, так і відносно кількості точок дискретизації. Також точність розрахунків перевірялась виконанням закону збереження енергії:

$$2\,\mathrm{Im}(\omega)W = P_{out} + P_{ohm}, \tag{3.34}$$

де W - електромагнітна енергія в резонаторі, P_{out} - загальна вихідна потужність, що випромінюється з обох кінців резонатора, P_{ohm} - загальна потужність омічних втрат. Типове значення провідності міді в терагерцовому діапазоні вважалось рівним $\sigma = 5.81 \cdot 10^7\ См/м$ і таким самим, як у [107].

Досліджувався перший аксіальний резонанс моди $TE_{4,12}$. Результати проілюстровані на Рис. 3.27 і приведені в Таблиці 3.4 і Таблиці 3.5. Для порівняння також приведені результати несамоузгодженого одномодового наближення (SMA). SMA з несамоузгодженим врахуванням омічних втрат означає, що рівняння без втрат використовується для знаходження поздовжнього профілю поля та Q_{dif}. Потім за цим профілем обчислюється Q_{ohm}, а Q_{tot} визначається за рівнянням балансу енергії (3.34).



а) б)

Рис. 3.27. Розподіл поля робочої та найбільших паразитних мод при першому аксіальному резонансі (для кращої видимості амплітуди усіх мод у вихідній секції (область, обмежена пунктиром) збільшені в п’ять разів): а) – метод на основі розкладів поздовжніх компонент електромагнітного поля; б) – метод на основі розкладів поперечних компонент електромагнітного поля.

З Рис. 3.27 видно, що робоча мода є домінуючою всередині центральної секції резонатора і має майже такий самий профіль, як і в одномодовому наближенні [107, 113]. Однак, у вихідній секції спостерігається значна конверсія робочої моди $TE_{4,12}$ у сусідні радіальні моди. Це викликано великим кутом нахилу вихідної секції. Як результат, у вихідній секції амплітуди паразитних мод $TE_{4,11}$ і $TE_{4,13}$ порівнянні з робочою модою. Амплітуди інших TE та TM паразитних мод не такі великі. Також слід зазначити, що мода $TE_{4,11}$ є найбільшою серед паразитних мод і має помітне значення всередині центральної секції резонатора, де переважно відбувається передача енергії від пучка до хвилі. Отже, ймовірно, це також слід враховувати при гарячих нелінійних розрахунках роботи терагерцового гіротрона.

Аналізуючи дані Таблиці 3.4 і Таблиці 3.5, слід зазначити, що як конверсія мод, так і омічні втрати слабо впливають на резонансні частоти, як правило, приводячи до незначного зменшення частоти. Що стосується омічних та повних добротностей, які є більш чутливими до обчислювальних похибок, то слід зазначити, що SMA може давати різні результати з відмінностями приблизно 10-15% від результатів багатомодового підходу.

Порівнюючи результати розрахунків обох методів, можна відзначити їх добру узгодженість, а відносно невелику різницю пояснити числовими похибками. Так, метод на основі розкладів поздовжніх компонент електромагнітного поля використовує скалярні базисні функції, які зазвичай збігаються швидше, ніж векторні, також цей метод містить менше невідомих функцій і дозволяє врахувати більше точок дискретизації. Цей висновок підтверджується слабкими осциляціями амплітуд у методі на основі розкладів поперечних компонент електромагнітного поля. Проте, оскільки врахування пучка у випадку методу на основі розкладів поздовжніх компонент електромагнітного поля не є доцільним, а різниця в результатах між обома запропонованими методами мала, то далі будемо розглядати лише метод на основі розкладів поперечних компонент електромагнітного поля.

3.6. Висновки до розділу 3

Були розроблені два точних методи для електромагнітного аналізу поздовжньо неоднорідних хвилеводів з імпедансними стінками. Метод на основі розкладів поздовжніх компонент електромагнітного поля містить мінімальну кількість невідомих функцій серед існуючих аналогічних методів, характеризується кращою збіжністю та дозволяє самоузгоджено враховувати омічні втрати. Метод на основі розкладів поперечних компонент електромагнітного поля розширює застосовність відомих узагальнених телеграфних рівнянь на випадок імпедансних хвилеводів. Переваги обох методів - висока обчислювальна ефективність. Тому, що базисні функції, які використовуються, дуже прості та можуть бути визначені заздалегідь. Вони є власними функціями однорідного циліндричного хвилеводу з ідеально провідними стінками. Незважаючи на те, що ці базисні функції несумісні з імпедансними граничними умовами, такі умови можуть бути виконані через введення додаткових невідомих функцій. Отримана СЗДР для цих функцій та невідомих амплітуд базисних мод утворює замкнуту систему рівнянь, яку легко вирішити за допомогою стандартних числових алгоритмів.

Порівняння запропонованих методів між собою підтвердило їх ефективність, дозволило визначити загальні риси впливу конверсії мод та омічних втрат, а також виявити рівень точності обох методів. Показано, що метод на основі розкладів поздовжніх компонент електромагнітного поля дозволяє обчислювати параметри неоднорідних імпедансних хвилеводів більш точно. Проте, невелика різниця в результатах з методом на основі розкладів поперечних компонент електромагнітного поля і перевага останнього в можливості врахування пучка визначили цей метод як єдиний для подальшого розгляду.

Числові розрахунки підтверджують переваги методів. Розрахунки були проведені для циліндричного резонатора гіротрону з поздовжньо неоднорідними металевими стінками. Резонатор має великий кут нахилу вихідної секції та призначений для використання в терагерцовому гіротроні університету м. Фукуї (Японія). Резонансні частоти, добротності та розподіл полів були розраховані для робочої моди на другій циклотронній гармоніці та конкуруючої моди на першій циклотронній гармоніці.

На основі результатів числових розрахунків були отримані наступні результати.

1. Для робочої та конкуруючої мод, конверсія мод у вихідній секції резонатора гіротрону змінює дифракційні втрати та просторовий розподіл потужності вихідного випромінювання таким чином, що ці зміни можуть впливати на взаємодію пучка із хвилями резонатора та на ефективність перетворення вихідної моди.

2. Проведені розрахунки встановили похибку різних одномодових наближень, які ігнорують конверсію мод і враховують омічні втрати з різним ступенем самоузгодженості.

3. Вперше числовими методами показано, що паразитні моди з’являються переважно у вихідній секції резонатора.

4. Вперше числовими методами виявлено, що внесок паразитних мод у загальне поле залежить від їх радіального індексу та поляризації. Паразитні моди з радіальними індексами, ближчими до радіального індексу робочої моди, мають більші амплітуди.

5. Вперше числовими методами виявлено, що амплітуди паразитних вищих радіальних мод менші, ніж амплітуди паразитних нижчих радіальних мод з однаковою поляризацією і з однаковою різницею радіального індексу відносно робочої моди.

6. Вперше показано, що амплітуди паразитних мод ТМ поляризації значно нижчі за амплітуди паразитних мод ТЕ поляризації з однаковим радіальним індексом.

РОЗДІЛ 4.
МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ТЕРАГЕРЦОВИХ ГІРОТРОНІВ З ПОЗДОВЖНЬО НЕОДНОРІДНИМ РЕЗОНАТОРОМ З ІМПЕДАНСНИМИ СТІНКАМИ З ПУЧКОМ

У четвертому розділі викладено методи аналізу терагерцових гіротронів з урахуванням пучка електронів, впливом конверсії мод та омічних втрат. На основі цих методів вперше досліджено вплив конверсії мод на стартовий струм, частоту та розподіл полів терагерцового гіротрона.

Основні результати четвертого розділу опубліковані в роботах [А.6, А.7] і доповідалися на конференціях [А.14- А.16].

4.1. Формула стартового струму терагерцового гіротрона з конверсією мод

В цьому підрозділі в наближенні заданого (холодного) поля виводиться узагальнена формула для стартових струмів власних мод, які збуджуються в резонаторі гіротрону з конверсією мод електронним пучком. В якості прикладів розглянуто конусні резонатори гіротронів з поступовим та різким переходами. Показано, що вплив конверсії мод на стартовий струм полягає головним чином у зміні дифракційної добротності, а отже, незначний для резонаторів з низькими дифракційними втратами. Для таких резонаторів отримана формула добре узгоджується з одномодовими самоузгодженими (гарячими) розрахунками взаємодії електронного пучка і хвилі. Узгодженість погіршується для аксіальних мод високого порядку з великими відмінностями холодного та гарячого полів. Виведена формула використана для перевірки справедливості одномодового наближення для резонатора гіротрону з трансформацією мод з різкою зміною радіуса.

Розглянемо взаємодію пучка і хвилі в циліндричному резонаторі гіротрону з металевими стінками кінцевої провідності σ та радіуса $R(z)$. Припустимо, що пучок має незначний вплив на просторову структуру поля, яке можна записати у вигляді:

$$\mathbf{E}_\perp = \mathrm{Re}\{A(t)\mathbf{E}_s(\mathbf{r},t)\},\ \mathbf{H}_\perp = \mathrm{Re}\{A(t)\mathbf{H}_s(\mathbf{r},t)\}, \tag{4.1}$$

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r},t) = \sum_k V_k(z)\mathbf{e}_k(r,z)\exp\{-i\omega t + im\varphi\}, \tag{4.2}$$

$$\mathbf{H}_s(\mathbf{r},t) = \sum_k I_k(z)\mathbf{h}_k(r,z)\exp\{-i\omega t + im\varphi\}, \tag{4.3}$$

$$\int_0^{R(z)} \mathbf{e}_i\mathbf{e}_k r dr = \int_0^{R(z)} \mathbf{h}_i\mathbf{h}_k r dr = \delta_{ik}/(2\pi), \tag{4.4}$$

де $\{r,\varphi,z\}$ - циліндричні координати, ω, m і $A(t)$ - частота хвилі, азимутальний індекс та амплітуда відповідно, $V_k = \{V'_k, V''_k\}$, $I_k = \{I'_k, I''_k\}$, V'_k (V''_k) та I'_k (I''_k) – амплітуди поля, які можуть бути знайдені за допомогою узагальнених телеграфних рівнянь або методом часткових областей для базисних ТМ (ТЕ) мод, $\mathbf{e}_k = \{\mathbf{e}'_k, \mathbf{e}''_k\}$ та $\mathbf{h}_k = \{\mathbf{h}'_k, \mathbf{h}''_k\}$ описують радіальну структуру поля базисних (власних) мод, їх явний вигляд можна знайти, наприклад, у [67]. На практиці нескінченні суми (4.2), (4.3) обрізаються. Нехай N_m - кількість доданків в обрізаних сумах (4.2), (4.3). Такі представлення для електромагнітного поля засновані на тому факті, що для об'ємних резонаторів існує повна система власних функцій дискретного спектра і, як наслідок, можливості обчислення коефіцієнтів розкладів через струми джерел. Відзначимо, що для відкритих резонаторів це не так [119].

Поле хвилі (4.1) - (4.4) впливає на розповсюдження гвинтового електронного пучка вздовж резонатора гіротрону. Нехтуємо розкидом по швидкостям та радіусам ведучих центрів електронів пучка. Описуємо рух електронів через змінну енергії $w = p_\perp^2 \big/ p_{\perp_0}^2$ та повільну змінну фази $\vartheta = n\theta - \omega t$ як і в [52, 83]:

$$\begin{cases} \dfrac{dw}{d\zeta} = 2w^{\frac{n}{2}} F\,\mathrm{Im}\left(Af\,\exp(i\vartheta)\right), \\ \dfrac{d\vartheta}{d\zeta} + \Delta + w - 1 = nw^{\frac{n}{2}-1} F\,\mathrm{Re}\left(Af\,\exp(i\vartheta)\right), \end{cases} \tag{4.5}$$

$$w(0) = 1,\ \vartheta(0) = \vartheta_0,\ 0 \le \vartheta_0 < 2\pi$$

де $\mathbf{p} = m\mathbf{v}\gamma$, $\gamma = \left(1 - v^2 / c^2\right)^{-1/2}$ і $\mathbf{v}$ - імпульс електрона, релятивістський фактор та швидкість, відповідно, n - номер циклотронної гармоніки, $\theta = \varphi - \arctan\left(v_r / v_\varphi\right)$, c - швидкість світла у вакуумі, $\zeta = \beta_{\perp_0}^2 \omega z \Big/ \left(2c\beta_{z_0}\right)$ - безрозмірна осьова координата, $\Delta = 2 \Big/ \beta_{\perp_0}^2 \left(1 - n\omega_{c_0} / \omega\right)$ - розузгодженість частоти, $\omega_{c_0} = eB_0 / \left(m_e c \gamma_0\right)$ - початкова електронна циклотронна частота, e і m_e - заряд і маса спокою електрона, відповідно, B_0 - зовнішнє магнітне поле, $\gamma_0 = 1 + eV_b \Big/ \left(m_e c^2\right)$, V_b - напруга пучка,

$$f = \sum_{i=1}^{N_m} \left(V_i' - \beta_{z_0} I_i'\right) \frac{\beta_i^n}{M_i} J_{m-n}\left(\beta_i r_b\right) + i \sum_{i=1}^{N_m} \left(V_i'' - \beta_{z_0} I_i''\right) \frac{\alpha_i^n}{N_i} J_{m-n}\left(\alpha_i r_b\right),$$

$F = \dfrac{2^{1-n} c^{1-n} \beta_{\perp_0}^{n-4}}{\omega \omega_{c_0}^{n-2} B_0 (n-1)!}$, r_b - радіус пучка, $\alpha_i = \mu_i' / R(z)$, $\beta_i = \mu_i / R(z)$, μ_i і μ_i' - і-ті корні функції Бесселя $J_m(\cdot)$ та її похідної $J_m'(\cdot)$, відповідно, $N_i = \sqrt{\pi\left(\mu_i'^2 - m^2\right)} J_m\left(\mu_i'\right)$ і $M_i = \sqrt{\pi} \mu J_m'\left(\mu_i\right)$, індекс 0 позначає значення відповідної величини на вході в резонатор. Зауважимо, що зв'язок власних ТЕ та ТМ мод з електронним пучком визначається головним чином значеннями $J_{m-n}\left(\alpha_i r_b\right)$ і $J_{m-n}\left(\beta_i r_b\right)$, відповідно.

Для хвилі з малою амплітудою $A(t)$ ($A(t) << 1$) розв'язок (4.5) можна знайти методом послідовних наближень [83] до другого порядку по $A(t)$ включно. Тоді поперечний ККД:

$$\eta_{\perp} = 1 - \frac{1}{2\pi}\int_{0}^{2\pi} w(\zeta_{out})d\vartheta_0 \tag{4.6}$$

можна виразити через амплітуду хвилі наступним чином:

$$\eta_{\perp} = -A^2F^2\left(n + \frac{\partial}{\partial\Delta}\right)\left|\int_{0}^{\zeta_{out}} f(\zeta)\exp(-i\Delta\zeta)d\zeta\right|^2 . \tag{4.7}$$

Підставляємо (4.1) - (4.3) у рівняння Максвелла, нехтуємо просторовим зарядом пучка та враховуємо умову $|dA/dt| << \omega|A|$ на швидкість росту амплітуди хвилі. З цього випливає наступне рівняння для $A(t)$:

$$\left(\frac{dA}{dt} + i(\omega_0 - \omega)A\right)\mathbf{E}_s = -2\pi\mathbf{j}_{\perp\omega}, \tag{4.8}$$

де $\mathbf{j}_{\omega} = \pi^{-1}\int_{0}^{2\pi}\mathbf{j}\exp\{i\omega t\}d(\omega t)$, $\mathbf{j}$ - густина струму пучка, ω_0- холодна частота резонатора. Для $\omega = \omega_0$ поля (4.) задовольняють рівнянням Максвелла без джерел.

Множимо (4.8) на вектор $\mathbf{G} = \left(E^*_{s_r} - \beta_{z0}H^*_{s_\varphi}\right)\mathbf{i}_r + \left(E^*_{s_\varphi} + \beta_{z0}H^*_{s_r}\right)\mathbf{i}_\varphi$, а потім інтегруємо отриманий вираз по об’єму резонатора:

$$\begin{aligned}&\left(\frac{dA}{dt} + i(\omega_0 - \omega)A\right)\int_V\left(\left|E_{s_r}\right|^2 + \left|E_{s_\varphi}\right|^2 + \beta_{z0}\left(E_{s_\varphi}H^*_{s_r} - E_{s_r}H^*_{s_\varphi}\right)\right)dV = \\ &= -2\pi\int_V\left(E^*_{s_\varphi} + \beta_{z0}H^*_{s_r}\right)j_\omega dV.\end{aligned} \tag{4.9}$$

Використовуючи (4.1) - (4.4), можна спростити кожен доданок у (9.6):

$$\int\limits_V \left(\left| E_{s_r} \right|^2 + \left| E_{s_\varphi} \right|^2 \right) dV = \int\limits_0^L \int\limits_S \mathbf{E}_{s_\perp} \mathbf{E}_{s_\perp}^* \, dSdz = \int\limits_0^L \sum_{i=1}^{N_m} \left| V_i \right|^2 dz,$$

$$\int\limits_V \beta_{z0} \left(E_{s_\varphi} H_{s_r}^* - E_{s_r} H_{s_\varphi}^* \right) dV = \beta_{z0} \int\limits_0^L \int\limits_S \left[\mathbf{H}_{s_\perp}^* \times \mathbf{E}_{s_\perp} \right]_z dSdz =$$
$$= -\beta_{z0} \int\limits_0^L \sum_{i=1}^{N_m} V_i I_i^* dz,$$

$$\int\limits_V \left(E_{s_\varphi}^* + \beta_{z0} H_{s_r}^* \right) j_\omega dV = \frac{1}{\pi} \int\limits_0^L \int\limits_S \int\limits_0^{2\pi} \left(E_{s_\varphi}^* + \beta_{z0} H_{s_r}^* \right) j_\perp e^{i\omega t} d(\omega t) dSdz =$$
$$= 2 \int\limits_0^L j_{z0} \int\limits_S \frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} \left(E_{s_\varphi}^* + \beta_{z0} H_{s_r}^* \right) j_\perp e^{i\omega t} d(\omega t) dSdz =$$
$$= 2 \int\limits_S j_{z0} \frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} \int\limits_0^L \left(E_{s_\varphi}^* + \beta_{z0} H_{s_r}^* \right) \frac{p_\perp}{p_z} e^{i\omega t} dz \, d(\omega t_0) dS =$$
$$= -\frac{i}{(n-1)!} \left(\frac{c}{2e} \right)^{n-1} \int\limits_S j_{z0} \frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} \int\limits_0^L \frac{p_{\perp 0}^n w^{\frac{n}{2}}}{B_0^{n-1} p_{z0}} f^* e^{-i\vartheta} dz \, d\vartheta_0 \, dS.$$

В результаті (4.9) приймає вигляд:

$$\left(\frac{dA}{dt} + i(\omega_0 - \omega) A \right) \int\limits_0^L \left(\sum_{i=1}^{N_m} \left| V_i \right|^2 - \beta_{z0} \sum_{i=1}^{N_m} V_i I_i^* \right) dz =$$
$$= -\frac{i\pi I_b}{(n-1)!} \left(\frac{c}{2e} \right)^{n-1} \frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} \int\limits_0^L \frac{p_{\perp 0}^n 2w^{\frac{n}{2}}}{B_0^{n-1} p_{z0}} f^* e^{-i\vartheta} dz d\vartheta_0, \qquad (4.10)$$

де $I_b = -\int\limits_S j_{z0} dS$ - струм пучка.

Комбінуючи (4.5), (4.6) та (4.10), отримаємо рівняння балансу потужності для стаціонарних коливань у наступному вигляді:

$$
\begin{aligned}
&\frac{\omega_0'}{2Q} A \int_0^{\zeta_{out}} \left(\sum_{i=1}^{N_m} |V_i|^2 - \beta_{z_0} \operatorname{Re}\left(\sum_{i=1}^{N_m} V_i I_i^* \right) \right) d\zeta = \\
&= -\left(\frac{c}{2eB_0} \right)^{n-1} \frac{\pi I_b p_{\perp_0}^n}{AFp_{z_0}(n-1)!} \eta_{\perp},
\end{aligned}
\tag{4.11}
$$

де Q - повна добротність резонатора, $\omega \approx \operatorname{Re}(\omega_0) = \omega_0'$.

Підставивши ККД з (4.7) у (4.11), отримаємо остаточну формулу для стартового струму:

$$
I_{st} = -\frac{I_A}{2Q} \frac{\omega_{c_0}^2}{\pi c^2 \beta_{\perp_0}^4 F^2 B_0^2} \frac{\int_0^{\zeta_{out}} \left(\sum_{i=1}^{N_m} |V_i|^2 - \beta_{z_0} \operatorname{Re}\left(\sum_{i=1}^{N_m} V_i I_i^* \right) \right) d\zeta}{\left(n + \frac{\partial}{\partial \Delta} \right) \left| \int_0^{\zeta_{out}} f(\zeta) \exp(-i\Delta\zeta) d\zeta \right|^2}, \tag{4.12}
$$

де I_{st} - струм пучка I_b при $A \to 0$ і $I_A = \beta_{z_0} \gamma_0 m_e c^3 / e \approx 17 \beta_{z_0} \gamma_0$ кА - струм Альфвена.

В одномодовому наближенні ($N_m = 1$), (4.12) приймає загальновідому форму [83, 84]. Виділяємо два види цього наближення. Позначимо їх як SMA і SMAm. У SMA амплітуди V_k і I_k однієї моди визначаються холодним одномодовим аналізом резонатора гіротрону. У SMAm ці дві амплітуди вибираються як найбільші серед власних мод, які знаходяться в холодному багатомодовому розрахунку. Очевидно, що SMA та SMAm подібні для резонаторів гіротронів з малим рівнем конверсії мод.

В якості прикладів розглянемо два резонатори з різними типами неоднорідності. Перший - резонатор (Рис. 4.1) гіротрону FU CW III, розробленого в університеті м. Фукуї (Японія). Параметри цього гіротрону [107, 113] наведені в Таблиці 4.1. Матеріал стінок резонатора - мідь зі зниженою провідністю

$\sigma = \sigma_{Cu}/2 = 2.9 \times 10^7$ См/м. Радіус пучка $r_b = 0.035$ см. Досліджуємо другу гармоніку ($n = 2$) моди TE$_{8,9}$ з частотою близько 0,92 ТГц і омічною добротністю приблизно 19000. У [А.6] ця мода досліджувалась на основі одномодового самоузгодженого підходу. Однак, як було показано в попередніх розділах, у реальних умовах в резонаторі гіротрону FU CW III спостерігається великий рівень конверсії мод, особливо у вихідній секції резонатора (див. Рис. 4.2 та [116]). Таким чином результати одномодового розрахунку необхідно перевірити.

Таблиця 4.1.

Параметри гіротрону FU CW III

Параметр	**Значення**	**Параметр**	**Значення**
Пітч фактор $v_{\perp 0}/v_{z0}$	1.1	Циклотронна гармоніка n	2
Матеріал резонатора	мідь	Напруга пучка V_b (кВ)	30

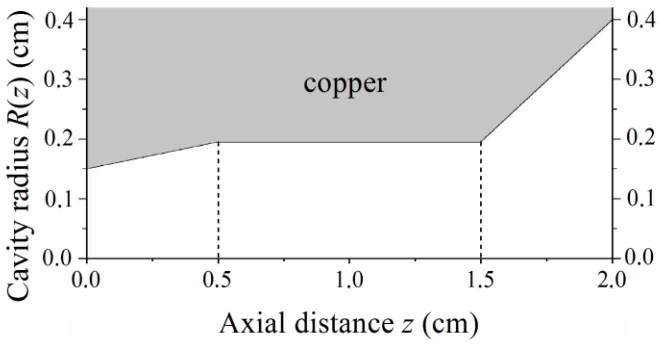


Рис. 4.1. Геометрія резонатора гіротрону FU CW III.

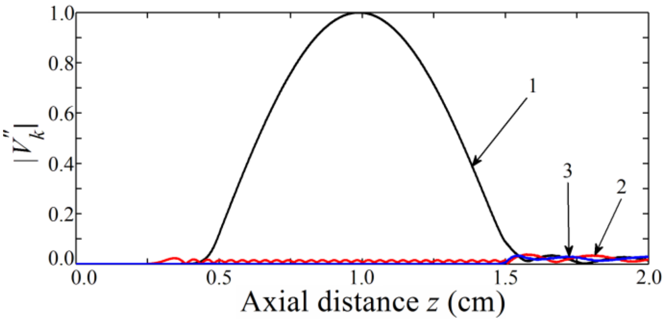


Рис. 4.2. Амплітуди кількох базисних (власних) мод циліндричного резонатора гіротрону FU CW III, де 1 – мода $TE_{8,9}$; 2 – мода $TE_{8,8}$; 3 – мода $TE_{8,10}$.

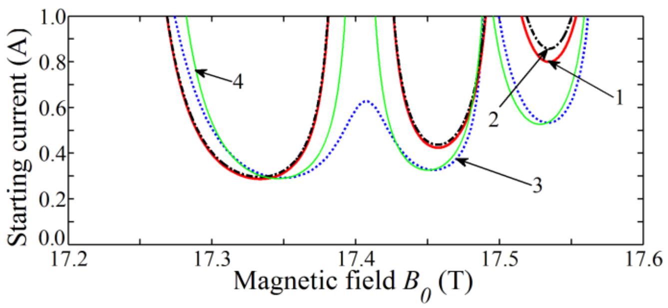


Рис. 4.3. Залежність стартового струму моди $TE_{8,9}$ від зовнішнього магнітного поля B_0 для гіротрона FU CW III, де 1 – розв'язок (4.12) для $N_m = 1$; 2 – розв'язок (4.12) для $N_m = 6$; 3 – результат самоузгоджених одномодових розрахунків з [А.6]; 4 – розв'язок (4.12) з гарячими амплітудами поля і добротностями з [А.6].

Рис. 4.3 показує ці результати (крива 3) разом зі стартовими струмами, отриманими з (4.12) для різних N_m (криві 1 та 2). Видно, що для першого аксіального резонансу моди $TE_{8,9}$, який відповідає крайньому лівому мінімуму стартового струму на Рис. 4.3, I_{st} з (4.12) добре узгоджується з самоузгодженим одномодовим підходом [А.6]. Основна причина цього - низькі дифракційні втрати цієї моди. Отже, для першого аксіального резонансу моди $TE_{8,9}$ холодні та гарячі дифракційні добротності, які порядка 10^5, мають лише незначний вплив на повну добротність і стартовий струм. Однак це не стосується аксіальних резонансів вищого порядку. Зі збільшенням аксіального індексу моди зростають і дифракційні втрати. Холодні та гарячі втрати зростають неоднаково. Це збільшує різницю між холодними та гарячими значеннями як повної добротності, так і стартового струму. Такий ефект відомий [107, 84] і чітко показаний на Рис. 4.3. Набагато краща узгодженість досягається, якщо амплітуди поля та повну добротність у (4.12) підставити з гарячих розрахунків [А.6] для кожного аксіального резонансу моди $TE_{8,9}$ (див. криві 4 на Рис. 4.3). Незважаючи на це, як видно з Рис. 4.3, формулу (4.12) не можна використовувати для дослідження неперервних переходів між сусідніми аксіальними резонансами. Цікаво відзначити, що аналогічне порівняння холодного (криві 1) та гарячого (крива 3) розрахунків для спрощеної високочастотної структури у вигляді секції однорідного хвилеводу показано на Рис. 2a з [120]. В роботі [120] холодне поле цієї структури вважалось власним полем закритого циліндра. Таке наближення заданого поля для аксіальних мод, на відміну від отриманих результатів, призводить до стартових струмів, які є меншими, ніж ті, що дає самоузгоджений підхід.

Конверсія мод у резонаторі гіротрону FU CW III збільшує дифракційні втрати й тим самим знижує дифракційну добротність до 12%. Однак з причин, згаданих вище, вплив конверсії мод на стартовий струм помітний лише для аксіальних мод вищого порядку (див. криві 1 та 2 на Рис. 4.3). Ці моди знаходять застосування в субтерагерцових гіротронах з неперервною перебудовою частоти. В таких гіротронах теоретично можливе збудження мод більше, ніж двадцятого порядку [31]. На жаль, в наближенні заданого поля формула (4.12) непридатна для цих мод (див. також [121, 122]).

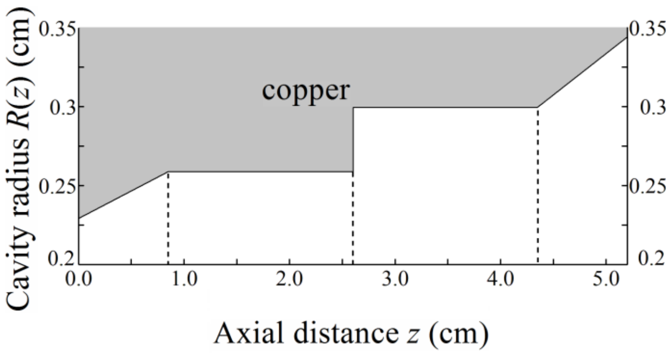


Рис. 4.4. Геометрія резонатора гіротрону з трансформацією мод.

Другим числовим прикладом розглянемо резонатор гіротрону з трансформацією мод [123, 124] з різким переходом між двома з’єднаними секціями (Рис. 4.4). Параметри гіротрону наведені в Таблиці 4.1. Радіус пучка становить $r_b = 0.0915$ см. Мода вихідної секції резонатора - це друга гармоніка моди $TE_{8,5}$ з частотою близько 0,4 ТГц. Двосекційний резонатор використовується для придушення фундаментальних (перших циклотронних гармонік) конкуруючих мод. Щоб мінімізувати віддзеркалення робочої моди від неоднорідності структури резонатора, радіуси $R_1 = 0.2588$ см та лівої (вхідної) та R_2 правої (вихідної) секції регулюються для задоволення умови $\mu'_{8,4}/R_1 = \mu'_{8,5}/R_2$ з точністю, що перевищує п'ять значущих цифр. Така висока точність необхідна, щоб уникнути багатомодового вмісту електромагнітного поля для робочої пари мод $TE_{8,4}$-$TE_{8,5}$ з великою добротністю. Це приводить до оптимального радіуса $R_2 = 0.29974$ см правої секції [124]. Зазначимо, що оптимальна конструкція резонатора з трансформацією мод може виходити за рамки можливостей сучасних технологій. Це пов'язано з тим, що сьогодні найкраща точність виготовлення резонаторів становить 2,5 мкм [125].

На Рис. 4.5а показані амплітуди робочої пари мод $TE_{8,4}$-$TE_{8,5}$ (криві 1 і 2) та паразитних мод (криві 3 і 4) у холодному резонаторі гіротрону з оптимальним радіусом $R_2 = 0.29974$ см (випадок А). Для порівняння зображені також результати холодних одномодових розрахунків (крива 5). Видно, що конверсія мод робочої пари $TE_{8,4}$-$TE_{8,5}$ в паразитні моди в правильно спроектованому резонаторі є малою. Більше того, для цього випадку амплітуди поля, знайдені багатомодовим та одномодовим підходами, добре узгоджуються. Отже, очікується, що конверсія мод у резонаторі гіротрону з трансформацією мод не впливає на значення стартового струму робочої пари мод. Це видно з Рис. 4.6, де показані близькі значення з (4.12) для $N_m = 1$ (крива 1) та $N_m = 4$ (крива 4).

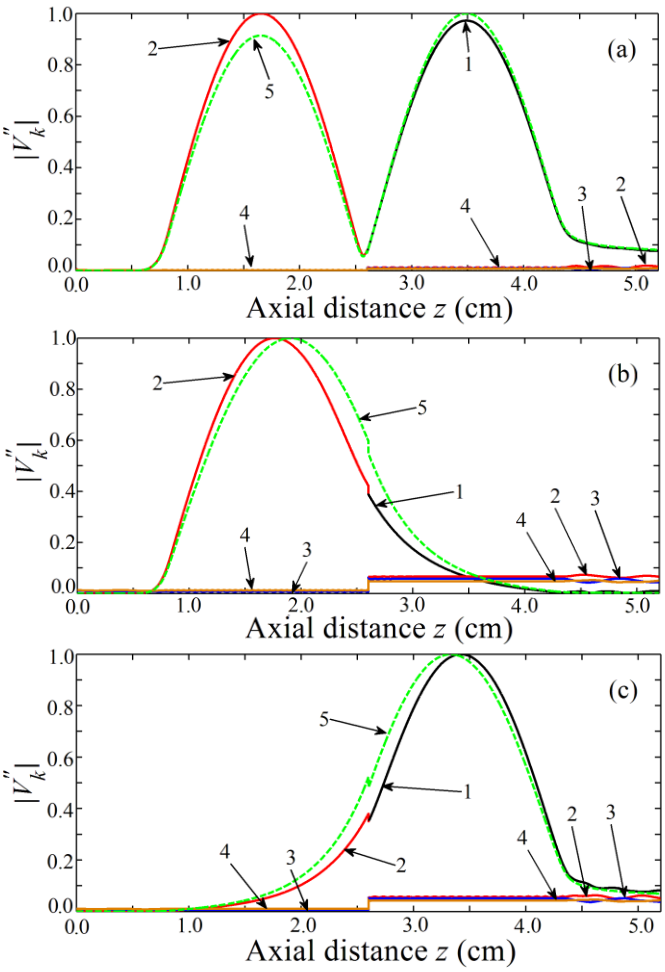


Рис. 4.5. Амплітуди власних мод резонатора з трансформацією мод [123, 124] з (a) $R_2 = 0.29974$ см, (b) $R_2 = 0.2996$ см, і (c) $R_2 = 0.2999$ см, де 1 – мода $TE_{8,5}$; 2 – мода $TE_{8,4}$; 3 – мода $TE_{8,3}$; 4 – мода $TE_{8,2}$, 5 – результат SMA для робочої пари мод $TE_{8,4}$-$TE_{8,5}$. Випадок (a) – випадок A з частотою $f_r = 391.46$ ГГц і повною добротністю $Q = 11920$ ($Q_{SMA} = 11860$); випадок (b) - випадок B з $f_r = 391.44$ ГГц, $Q = 6580$ ($Q_{SMA} = 15020$); випадок (c) – випадок C з $f_r = 391.24$ ГГц, $Q = 6350$ ($Q_{SMA} = 12160$).

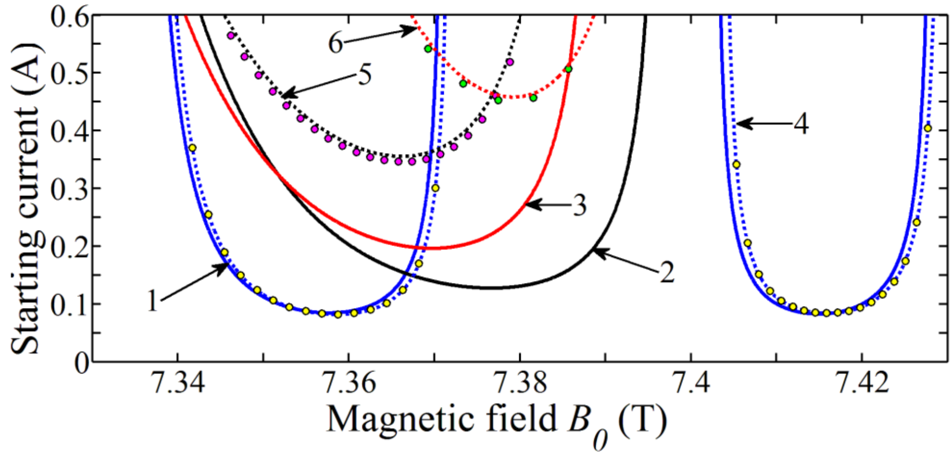


Рис. 4.6. Залежність стартового струму робочої моди від зовнішнього магнітного поля B_0 для резонатора гіротрону з трансформацією мод з робочою частотою 0.4-ТГц, де 1 і 4 –стартовий струм у випадку А (див. Рис. 4.5) для $N_m = 1$ (SMA) та $N_m = 4$, відповідно, 2 і 5 – стартовий струм у випадку В для $N_m = 1$ та $N_m = 4$, відповідно, 3 і 6 – стартовий струм у випадку С для $N_m = 1$ та $N_m = 4$, відповідно. Результати SMAm показані круглими маркерами.

Для дослідження впливу точності виготовлення резонатора розглянемо випадки $R_2 = 0.2996$ см (випадок В) і $R_2 = 0.2999$ см (випадок С). На Рис. 4.5b та 4.5c показані амплітуди базисних мод для цих випадків. Видно, що радіальні паразитні моди витікають з обох кінців резонатора гіротрону і тим самим збільшують дифракційні втрати. З цієї причини на Рис. 4.6 стартовий струм, знайдений з (4.12), як правило, вищий для $N_m = 4$ (кривих 5 і 6), ніж для $N_m = 1$ (кривих 2 і 3). Більше того, для $N_m = 4$ і $N_m = 1$ (SMA) стартові струми зміщені відносно один одного. Причиною цього є різниця фаз для полів холодного резонатора, які знаходились в одномодовому та багатомодовому підходах. Фази базисних мод роблять свій внесок в аргумент комплексної функції $f(\zeta)$ в знаменнику (4.12) і, таким чином, впливають на стартовий струм приблизно так само, як це робить резонансна розузгодженість частоти Δ. Таким чином, зміна фази поля резонатора зміщує стартовий струм відносно Δ. Роль фази поля в (4.12) також видно з результатів SMAm (див. маркери на Рис. 4.6). Хоча SMAm є одномодовим підходом, він добре апроксимує фазу поля хвилі резонатора гіротрону з трансформацією мод. З цієї причини результати SMAm добре узгоджуються з тими, що дає холодний багатомодовий підхід. Однак слід ще раз підкреслити, що обидва ці підходи можуть дати неправильні значення стартового струму для аксіальних мод високого порядку. Отже, ці моди можна вивчати лише за допомогою самузгодженого підходу, заснованого на багатомодовому описі власних мод резонатора.

4.2. Самоузгоджений підхід дослідження

В цьому підрозділі розроблена самоузгоджена лінійна теорія взаємодії пучка із хвилею для резонаторів гіротронів з конверсією мод та омічними втратами. Отримана система лінеаризованих інтегро-диференціальних рівнянь для оцінки порогу коливань (стартового струму). В якості числового прикладу розглянуто взаємодію пучка із хвилею в циліндричному резонаторі гіротрону FU CW III. В цьому резонаторі відбувається значна конверсія мод у вихідній секції. Встановлено, що ця конверсія суттєво впливає на розподіл вихідного випромінювання робочої моди, але має лише незначний вплив на частоту та стартовий струм гіротрону FU CW III.

Розглянемо взаємодію пучка і хвилі в циліндричному резонаторі гіротрону з металевими стінками кінцевої провідності σ та радіуса $R(z)$. Шукатимемо поле хвилі в наступному вигляді (4.1) – (4.4) [63, 66].

Ми нехтуємо розкидом по швидкостям та радіусам ведучих центрів електронів пучка і описуємо рух електронів через змінну енергії $w = p_{\perp}^{2} / p_{\perp 0}^{2}$ та повільну змінну фази $\vartheta = n\theta - \omega t$ як у (4.5).

Для хвилі з малою амплітудою $A(t)$ ($A << 1$) розв'язок (4.5) можна знайти методом послідовних наближень до першого порядку по $A(t)$ [83]. В результаті отримуємо усереднене по електронам значення комплексної величини $P = w^{n/2} \exp(-i\vartheta)$:

$$\langle P\rangle = -inAF\int_0^{\zeta}\left(1+\frac{i(\zeta-\zeta')}{n}\right) f\,\exp\left(i\Delta(\zeta-\zeta')\right)d\zeta' \qquad (4.13)$$

де дужки $\langle\cdots\rangle$ позначають усереднення по електронам пучка.

Використовуючи ту ж процедуру, що і в розділі 3, можна вивести систему узагальнених телеграфних рівнянь:

$$\frac{d}{dz}V_k = \sum_i T_{ki}V_i + \sum_i \tilde{T}_{ki}I_i + \tilde{\Delta}_k V_0 - \frac{4\pi}{i\omega A}\int_{S(z)} j_{z\omega}\nabla_\perp\cdot\mathbf{e}_k^* dS, \qquad (4.14)$$

$$\frac{d}{dz}I_k = \sum_i T_{ki}I_i + \Gamma_k V_k + \tilde{\Gamma}_k V_0 - \frac{4\pi}{cA}\int_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k^* dS, \qquad (4.15)$$

$$p\frac{d}{dz}V_0 + aV_0 - b\sum_i I_i x_i + l\sum_i V_i w_i - (q+pR')\sum_i\left(\left(a_i - k_0^2 b_i\right)V_i - b_i\left(\hat{L}^2V\right)_i\right) = 0, \qquad (4.16)$$

де $\mathbf{j}_\omega = \pi^{-1}\int_0^{2\pi}\mathbf{j}\exp(i\omega t)d(\omega t)$, $\mathbf{j}$ - густина струму пучка. Явний вигляд коефіцієнтів (4.14) – (4.16) для $\mathbf{j}=0$ можна знайти в розділі 3, тоді як доданки, які описують джерело, мають наступний вигляд:

$$\int_{S(z)} j_{z\omega}\nabla_\perp\cdot\mathbf{e}_k'^* dS = \frac{1}{\pi}\int_S\int_0^{2\pi} j_z e^{i\omega t}\nabla_\perp\cdot\mathbf{e}_k'^* d(\omega t)dS = \frac{1}{\pi}\int_S j_{z0}\int_0^{2\pi}\nabla_\perp\cdot\mathbf{e}_k'^* e^{i\omega t}d(\omega t_0)dS,$$

$$\int_{S(z)}\mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k'^* dS = \frac{1}{\pi}\int_S\int_0^{2\pi}\mathbf{j}_\perp e^{i\omega t}\mathbf{e}_k'^* d(\omega t)dS = \frac{1}{\pi}\int_S j_{z0}\int_0^{2\pi}\frac{\mathbf{p}_\perp}{p_z}\mathbf{e}_k'^* e^{i\omega t}d(\omega t_0)dS,$$

$$\int_{S(z)}\mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k''^* dS = \frac{1}{\pi}\int_S\int_0^{2\pi}\mathbf{j}_\perp e^{i\omega t}\mathbf{e}_k''^* d(\omega t)dS = \frac{1}{\pi}\int_S j_{z0}\int_0^{2\pi}\frac{\mathbf{p}_\perp}{p_z}\mathbf{e}_k''^* e^{i\omega t}d(\omega t_0)dS.$$

Використовуючи формули для базисних функцій та теорему додавання Графа для переходу до системи координат ведучого центру, отримаємо наступні вирази:

$$\int\limits_{S(z)} j_{z\omega}\nabla_{\perp}\cdot\mathbf{e}_k'^{*}dS = -\frac{\beta_k^2}{\pi M_k}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\int\limits_S j_{z0}\int\limits_0^{2\pi} J_{m-l}(\beta_k r_b)J_l(\beta_k r_c)e^{-il\theta+i\omega t}d(\omega t_0)dS,$$

$$\int\limits_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k'^{*}dS = -\frac{ip_{\perp 0}}{\pi p_{z0}M_k}\sum_{l=-\infty}^{\infty} l\int\limits_S \frac{j_{z0}}{r_c}\int\limits_0^{2\pi}\sqrt{w}J_{m-l}(\beta_k r_b)J_l(\beta_k r_c)e^{-il\theta+i\omega t}d(\omega t_0)dS,$$

$$\int\limits_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k''^{*}dS = -\frac{p_{\perp 0}\alpha_k}{\pi p_{z0}N_k}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\int\limits_S j_{z0}\int\limits_0^{2\pi}\sqrt{w}J_{m-l}(\alpha_k r_b)J_l'(\alpha_k r_c)e^{-il\theta+i\omega t}d(\omega t_0)dS.$$

Переходимо до повільних змінних:

$$\int\limits_{S(z)} j_{z\omega}\nabla_{\perp}\cdot\mathbf{e}_k'^{*}dS = -\frac{\beta_k^2}{\pi M_k}\int\limits_S j_{z0}J_{m-n}(\beta_k r_b)\int\limits_0^{2\pi} J_n(\beta_k r_c)e^{-i\vartheta}d\vartheta dS,$$

$$\int\limits_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k'^{*}dS = -\frac{ip_{\perp 0}n}{\pi p_{z0}M_k}\int\limits_S \frac{j_{z0}}{r_c}J_{m-n}(\beta_k r_b)\int\limits_0^{2\pi}\sqrt{w}J_n(\beta_k r_c)e^{-i\vartheta}d\vartheta dS,$$

$$\int\limits_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k''^{*}dS = -\frac{p_{\perp 0}\alpha_k}{\pi p_{z0}N_k}\int\limits_S j_{z0}J_{m-n}(\alpha_k r_b)\int\limits_0^{2\pi}\sqrt{w}J_n'(\alpha_k r_c)e^{-i\vartheta}d\vartheta dS.$$

Врахуємо мале значення ларморового радіусу та використаємо асимптотичну формулу для функції Бесселя малого аргументу:

$$\int\limits_{S(z)} j_{z\omega}\nabla_{\perp}\cdot\mathbf{e}_k'^{*}dS = \frac{\beta_k^2 I_b J_{m-n}(\beta_k r_b)}{\pi M_k n!}\left(\frac{\beta_k}{2}\right)^n\int\limits_0^{2\pi} r_c^n e^{-i\vartheta}d\vartheta,$$

$$\int\limits_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k'^{*}dS = \frac{i\beta_{\perp 0}I_b J_{m-n}(\beta_k r_b)}{\pi\beta_{z0}M_k(n-1)!}\left(\frac{\beta_k}{2}\right)^n\int\limits_0^{2\pi}\sqrt{w}r_c^{n-1}e^{-i\vartheta}d\vartheta,$$

$$\int\limits_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k''^{*}dS = \frac{\beta_{\perp 0}I_b J_{m-n}(\alpha_k r_b)}{\pi\beta_{z0}N_k(n-1)!}\left(\frac{\alpha_k}{2}\right)^n\int\limits_0^{2\pi}\sqrt{w}r_c^{n-1}e^{-i\vartheta}d\vartheta,$$

де I_b - струм пучка. Після використання виразу для ларморового радусу та спрощуючі алгебраїчні перетворення отримаємо остаточні формули для джерел електромагнітних коливань:

$$\int\limits_{S(z)} j_{z\omega}\nabla_\perp \cdot \mathbf{e}_k'^{*}dS = \frac{2I_b J_{m-n}(\beta_k r_b)}{M_k n!}\left(\frac{\beta_k^{(2+n)/n}\beta_{\perp 0}c}{2\omega_{c0}}\right)^n \langle P\rangle,$$

$$\int\limits_{S(z)} j_{z\omega}\nabla_\perp \cdot \mathbf{e}_k''^{*}dS = 0,$$

$$\int\limits_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k'^{*}dS = \frac{2iI_b J_{m-n}(\beta_k r_b)}{\beta_{z0}M_k(n-1)!}\left(\frac{\beta_k\beta_{\perp 0}}{2}\right)^n\left(\frac{c}{\omega_{c0}}\right)^{n-1}\langle P\rangle,$$

$$\int\limits_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k''^{*}dS = \frac{2I_b J_{m-n}(\alpha_k r_b)}{\beta_{z0}N_k(n-1)!}\left(\frac{\alpha_k\beta_{\perp 0}}{2}\right)^n\left(\frac{c}{\omega_{c0}}\right)^{n-1}\langle P\rangle.$$

За допомогою (4.13) ці вирази можна переписати як:

$$\int\limits_{S(z)} j_{z\omega}\nabla_\perp \cdot \mathbf{e}_k'^{*}dS = -\frac{\beta_k^{n+2}GJ_{m-n}(\beta_k r_b)}{\omega_{c0}M_k}g(z), \tag{4.17}$$

$$\int\limits_{S(z)} j_{z\omega}\nabla_\perp \cdot \mathbf{e}_k''^{*}dS = 0, \tag{4.18}$$

$$\int\limits_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k'^{*}dS = \frac{nk_0\beta_k^n cGJ_{m-n}(\beta_k r_b)}{\beta_{z0}M_k}g(z), \tag{4.19}$$

$$\int\limits_{S(z)} \mathbf{j}_{\perp\omega}\mathbf{e}_k''^{*}dS = -\frac{ink_0\alpha_k^n GJ_{m-n}(\alpha_k r_b)}{\beta_{z0}N_k}g(z), \tag{4.20}$$

де $G = \frac{4\pi\beta_{\perp_0}^{n+2}FB_0 I_{st}}{(n-1)!I_A}\left(\frac{c}{2\omega_{c_0}}\right)^n$, $I_{st} = \lim\limits_{A\to 0} I_b$ - стартовий струм, $I_A = \beta_{z_0}\gamma_0 m_e c^3 / e$ - струм Альфвена, $g(z) = \int\limits_0^z \left(1 + \frac{ik_0\beta_{\perp 0}^2(z-z')}{2\beta_{z0}n}\right)\exp\left(\frac{ik_0\beta_{\perp 0}^2\Delta(z-z')}{2\beta_{z0}n}\right)f(z')dz'$.

Підстановка (4.17) – (4.20) у (4.14), (4.15) дає систему самоузгоджених інтегро-диференціальних рівнянь, що описують умови стартових коливань для резонатора гіротрону з конверсією мод. Отриману систему рівнянь слід доповнити граничними умовами (3.30). Таким чином, отримуємо спектральну задачу відносно стартового струму та стартової частоти, яка вирішувалась за допомогою кінцевих різниць та квадратурної формули трапецій. Відзначимо, що традиційний шлях обчислення стартових параметрів гіротронів ґрунтується на зведенні рівнянь руху електронів пучка і рівнянь Максвела до задачі Коші та обчислення її методом Рунге-Кутти, що не дозволяє врахувати нерозповсюджучі моди. Крайовий тип задачі запропонованого підходу та вказані вище числові методи дозволяють подолати ці обмеження.

В якості числового прикладу розглянемо умови стартових коливань гіротрону FU CW III, розробленого в університеті м. Фукуї (Японія). Робочі параметри та розміри резонатора цього гіротрону можна знайти в попередніх розділах. У попередніх дослідженнях гіротрону FU CW III встановлено, що конверсія мод в резонаторі цього гіротрону є важливою і збільшує стартовий струм, особливо для аксіальних мод високого порядку. У розрахунках розглядаємо робочу моду $TE_{8,9}$ разом із чотирма TE і трьома TM паразитними модами, включаючи як моди, що розповсюджуються, так і моди, що не розповсюджуються. Така кількість врахованих базисних мод забезпечує хорошу збіжність числових результатів.

Самоузгоджений вплив конверсії мод на стартовий струм і частоту робочої моди показано на Рис. 4.7 (a) та 1 (b), відповідно. Для порівняння, результати попереднього підрозділу також представлені на Рис. 4.7 (a) (криві 3 та 4). Видно, що підхід попереднього підрозділу завищує стартовий струм і не дає можливості виявити неперервні переходи між сусідніми аксіальними резонансами робочої моди. Більше того, у порівнянні із самоузгодженим підходом, він передбачає більш помітний вплив конверсії мод на стартовий струм гіротрону FU CW III.

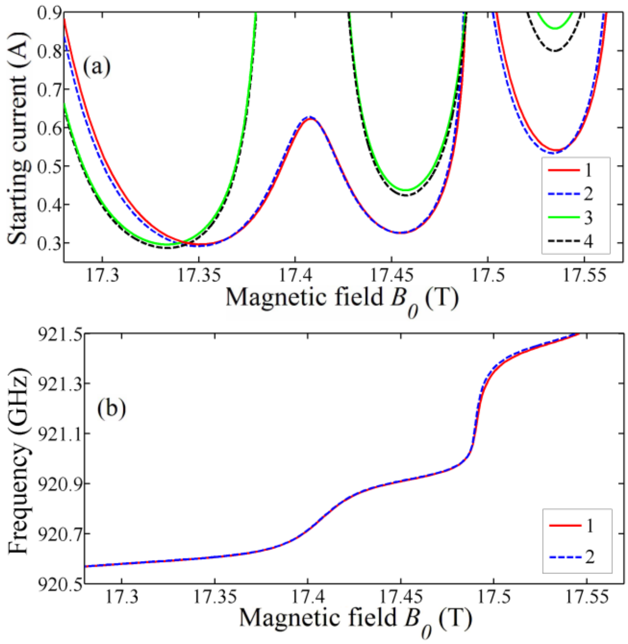


Рис. 4.7. (a) Залежність стартового струму і (b) частоти моди $TE_{8,9}$ від зовнішнього магнітного поля B_0 для гіротрона FU CW III, де 1 - результати самоузгодженого багатомодового підходу, 2 – результати самоузгодженого одномодового підходу, 3 - розв'язок (4.12) для $N_m = 6$, 4- розв'язок (4.12) для $N_m = 1$.

Рис. 4.8 (a) та 4.8 (b) показують амплітуди поля базисних мод для значень зовнішнього магнітного поля 17,35 Т та 17,41 Т, відповідно. Відзначимо, що структура поля, що показана на Рис. 4.8b, не має аналогів у холодному резонаторі і відповідає точці переходу між першим та другим аксіальними резонансами робочої моди. Як видно з Рис. 4.7a, в цей момент стартовий струм має середнє значення близько 0,6 А, на відміну від результатів підходу попереднього підрозділу. З Рис. 4.8 можна бачити, що конверсія робочої мод $TE_{8,9}$ у радіальні паразитні моди відбувається у вихідній секції резонатора гіротрону, як передбачається підходами розділу 3. В результаті для робочої моди розподіл поля вихідного випромінювання зазнає кардинальних змін.

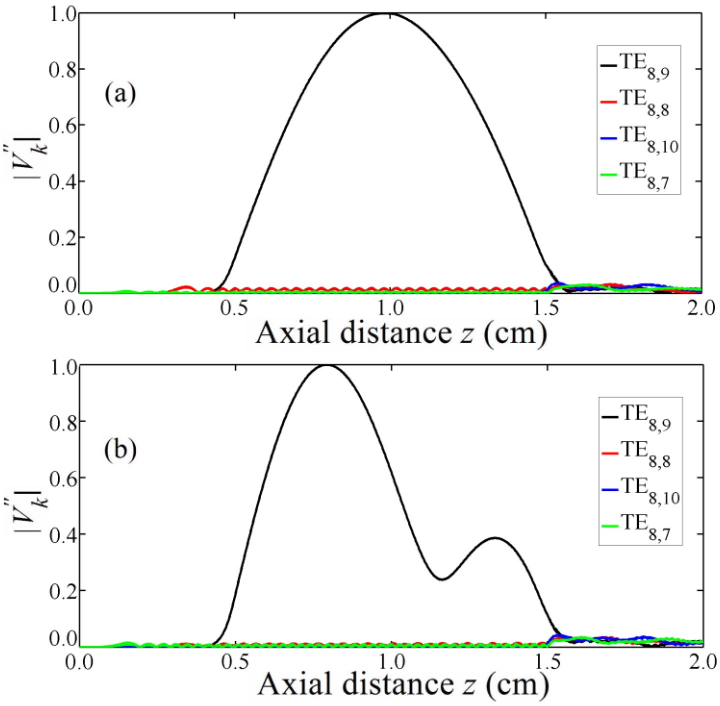


Рис. 4.8. Нормовані амплітуди базисних мод циліндричного резонатора гіротрону FU CW III для (a) $B_0 = 17.35$ T і (b) $B_0 = 17.41$ T.

На Рис. 4.9 показано результат одномодового та багатомодового самоузгоджених розрахунків для просторового розподілу компоненти поля E_φ по вихідному перерізу резонатора гіротрону. Можна помітити, що конверсія мод, як і у випадку без пучка, змінює розподіл поля робочої моди та призводить до формування спіралеподібної структури вихідного поля. Утворення спіралеподібних структур спостерігалось також в експерименті [116]. Цей ефект слід ретельно враховувати при проектуванні перетворювачів мод вихідного випромінювання для гіротрона FU CW III.

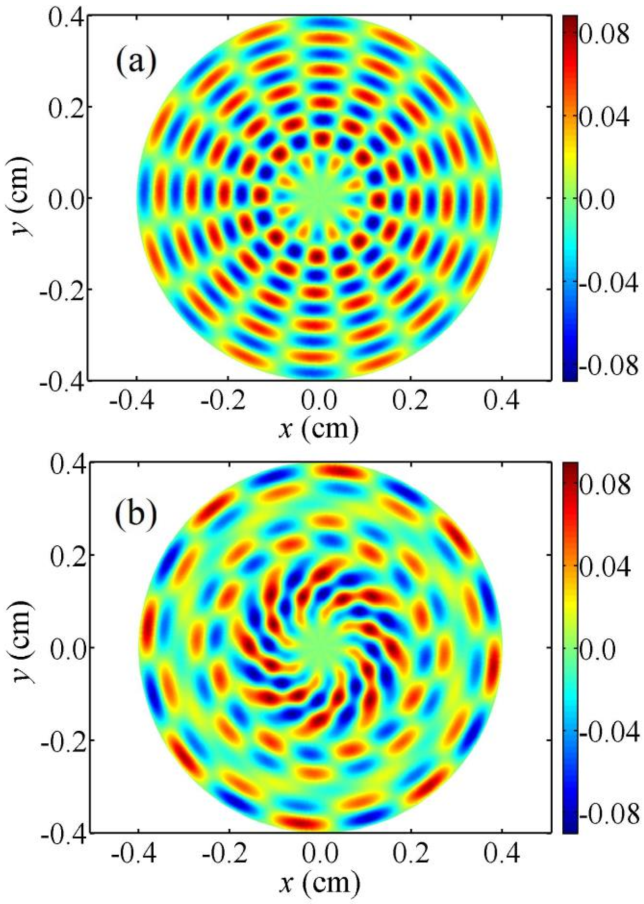


Рис. 4.9. Просторовий розподіл E_{φ}, знайдений (a) одномодовим та (b) багатомодовим підходами для моди $TE_{8,9}$ при $B_0 = 17.35$ Т.

4.3. Висновки до розділу 4

В наближенні заданого поля загальновживана формула для стартового струму [83, 84] узагальнена на власні моди резонатора гіротрону з конверсією мод. В якості числових прикладів розглянуто два резонатори. Перший - циліндричний резонатор гіротрону FU CW III, розроблений в університеті м. Фукуї (Японія). Результати для цього гіротрону порівнювались з одномодовими самоузгодженими розрахунками. Показано, що узгодженість хороша для першого аксіального резонансу і погіршується зі збільшенням аксіального хвильового числа власної моди. Основною причиною цього є різниця між гарячими та холодними дифракційними втратами, які більш помітно сприяють загальним втратам резонатора для аксіальних мод вищого порядку. З аналогічної причини на ці моди більш помітно впливає конверсія мод, яка збільшує дифракційні (і загальні) втрати в резонаторі гіротрону і, таким чином, підвищує стартовий струм. Другим числовим прикладом розглянуто резонатор з трансформацією мод для 0,4-ТГц гіротрону на другій гармоніці. Для такого резонатора розрахунки були порівняні з формулою [83, 84], яка справедлива в одномодовому наближенні. Продемонстровано добру узгодженість між ними. Встановлено, що це не так, коли конструкція резонатора відхиляється від оптимальної. У цьому випадку витік радіальних паразитних мод збільшує дифракційні втрати в резонаторі разом зі стартовим струмом. Крім того, показано зміщення стартового струму через зміну фази поля резонатора. Встановлено, що область застосування одномодової формули [83, 84] можна розширити шляхом апроксимації однієї моди в кожному поперечному перерізі резонатора як власної моди з найбільшими значеннями як амплітуди поля, так і коефіцієнта зв'язку пучка із хвилею. Це виправдовує використання цього наближення в [42, 43, 124], але робить необхідним враховування конверсії мод на етапі знаходження амплітуд.

В даному розділі отримано наступні результати.

1. Вперше розроблена самоузгоджена лінійна теорія для взаємодії пучка з хвилею в резонаторах гіротронів з конверсією мод та омічними втратами. Для виведення системи інтегро-диференціальних рівнянь зв'язаних амплітуд базисних мод використовуються лінеаризовані рівняння руху електронних пучків. Разом з граничними умовами ці рівняння визначають структуру поля, стартові струми та частоти мод резонатора.
2. Вперше на основі розроблено теорії досліджено роботу гіротрону FU CW III в режимі малого сигналу, в якому циліндричний резонатор характеризується великим кутом нахилу (22,3°) вихідної секції.
3. Вперше числовими розрахунками встановлено, що конверсія мод змінює структуру поля робочої моди в вихідній секції резонатора, що передбачено результатами розділу 3.
4. Вперше зроблено висновок, що конверсія не має серйозних наслідків для стартового струму та частоти робочої моди гіротрону FU CW III.

5. Вперше, за допомогою отриманої узагальненої формули для стартового струму, встановлено його збільшення у два рази та зміщення по магнітному полю на 0.02 Т внаслідок похибки у виготовленні резонатора гіротрону з трансформацією мод.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі розв’язано важливе наукове завдання - встановлено основні фізичні закономірності взаємодії гвинтових електронних пучків з електромагнітними полями в резонаторах терагерцових гіротронів з урахуванням конверсії мод та омічних втрат. Основні результати, отримані в дисертації, полягають у наступному.

1. Вперше розробленим аналітичним методом та числовими методами аналізу синусоїдально гофрованого резонатора показано, що для даного азимутального числа в околі точок перетину гармонік з дзеркальними гармоніками виникають смуги непропускання.
2. Вперше розробленими методами аналізу власних коливань резонаторів терагерцових гіротронів встановлено похибку різних одномодових наближень, які ігнорують конверсію мод і враховують омічні втрати з різним ступенем самоузодженості. На прикладі резонатора гіротрону FU CW III (університет м. Фукуї, Японія) показано, що найбільшими за амплітудою є паразитні моди ТЕ поляризації та радіальним індексом, ближчим до радіального індексу робочої моди.
3. Вперше показано, що конверсія мод власних коливань резонатора гіротрону призводить до утворення спіралеподібних структур електромагнітного поля.
4. Вперше, використовуючи отриману узагальнену формулу стартового струму, виявлено відсутність впливу конверсії власних мод резонатора гіротрону FU CW III на його стартовий струм.
5. Вперше, за допомогою отриманої узагальненої формули для стартового струму, встановлено його збільшення у два рази та зміщення по магнітному полю на 0.02 Т внаслідок похибки у виготовленні резонатора гіротрону з трансформацією мод.
6. Вперше розробленою самоузгодженою лінійною теорією було встановлено відсутність впливу конверсії мод, які збуджуються пучком, на стартовий

струм і частоту гіротрону FU CW III. Разом з тим показано значний вплив конверсії мод на розподіл полів у вихідному перерізі резонатора гіротрону FU CW III, а саме, утворення спіралеподібних структур електромагнітного поля.

Таким чином, отримані результати дисертаційного дослідження дають змогу розробити радіаційно-пучкові технологічні комплекси на основі гіротронів терагерцового діапазону з підвищеними селективними властивостями, що необхідно при проведенні спектроскопічних досліджень та оптимізувати параметри вже існуючих гіротронів, зокрема гіротрону FU CW III.

ПОДЯКИ

Автор вважає своїм приємним обов’язком висловити вдячність науковому керівнику, доктору фіз.-мат. наук, професору Ткаченку Віктору Івановичу за постійну підтримку на усіх етапах виконання дисертаційної роботи, за запропоновану цікаву тему дослідження та численні обговорення проблем сучасної фізики гіротронів.

Також виражаю подяку своєму співавтору, кандидату фіз.-мат. наук Щербініну В.І. за плідну співпрацю.

Автор вдячний вченому секретарю Мануйленко О.В. за щиру допомогу при підготовці матеріалів дисертації, доброзичливість та безмежне терпіння, а також усім співробітникам НВК ВДЕРТ за корисні дискусії, обговорення результатів досліджень та доброзичливе відношення.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Twiss R. Q. Radiation transfer and the possibility of negative absorption in radio astronomy // Australian Journal of Physics. 1958. V. 11. №. 4. P. 564-579.
2. Schneider J. Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field // Physical Review Letters. 1959. V. 2. №. 12. P. 504-505.
3. Gaponov A. V. Excitation of the Transmission Line by a Non-Straight Electron Beam // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Radiofizika. 1959. V. 2. №. 3. P. 443.
4. Gaponov A. V. Interaction between electron fluxes and electromagnetic waves in waveguides // Izv. VUZ., Radiofizika. 1959. V. 2. P. 450-462.
5. Hirshfield J. L., Wachtel J. M. Electron cyclotron maser //Physical Review Letters. 1964. V. 12. №. 19. P. 533.
6. Denisov G.G. et al. Development in Russia of high-power gyrotrons for fusion // Nucl. Fusion. 2008. V. 48, № 5. P. 054007.
7. Glyavin M. Y. et al. A 670 GHz gyrotron with record power and efficiency // Applied physics letters. 2012. V. 101. №. 15. P. 153503.
8. Glyavin M. Y., Luchinin A. G. Generation of kW level THz radiation by the gyrotron with pulsed magnetic field // 2008 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. IEEE. 2008. P. 1-2.
9. Idehara T. et al. A THz gyrotron FU CW III with a 20T superconducting magnet //2008 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. IEEE. 2008. P. 1-2.
10. Torrezan A. C. et al. Operation of a continuously frequency-tunable second-harmonic CW 330-GHz gyrotron for dynamic nuclear polarization //IEEE Transactions on Electron Devices. 2011. V. 58. №. 8. P. 2777-2783.
11. Nusinovich G. S. et al. Development of THz-range gyrotrons for detection of concealed radioactive materials //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2011. V. 32. №. 3. P. 380-402.
12. Read M. E. et al. Development of a high power pulse THz gyrotron //2008 IEEE International Vacuum Electronics Conference. IEEE. 2008. P. 36-37.

13. Fu W. J. et al. Generating 0.42 THz radiation from a second harmonic gyrotron //Chinese Science Bulletin. 2011. V. 56. №. 33. P. 3572-3574.
14. Сайт компанії Bridge 12: веб-сайт. URL: http://www.bridge12.com (дата звернення: 14.05.2021).
15. Опис спектроскопічних комплексів на основі гіротронів на сайті компанії Bruker: веб-сайт. URL: http://www.bruker.com/products/mr/nmr/dnp-nmr/overview. (дата звернення: 14.05.2021).
16. Bykov Y. et al. 24-84-GHz gyrotron systems for technological microwave applications //IEEE Transactions on Plasma Science. 2004. V. 32. №. 1. P. 67-72.
17. Запевалов В. Е. Эволюция гиротронов //Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2011. Т. 54. №. 8-9. С. 559-572.
18. Vodopyanov A. V. et al. Application of the 263 GHz/1 kW gyrotron setup to produce a metal oxide nanopowder by the evaporation-condensation technique //Vacuum. 2017. V. 145. P. 340-346.
19. Братман В. Л., Литвак А. Г., Суворов Е. В. Освоение терагерцевого диапазона: источники и приложения //Успехи физических наук. 2011. Т. 181. №. 8. С. 867-874.
20. Li R. et al. Broadband and high-power terahertz radiation source based on extended interaction klystron //Scientific reports. 2019. V. 9. №. 1. P. 1-8.
21. Paoloni C. et al. THz backward-wave oscillators for plasma diagnostic in nuclear fusion //IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. V. 44. №. 4. P. 369-376.
22. Bhattacharjee S. et al. Folded waveguide traveling-wave tube sources for terahertz radiation //IEEE transactions on plasma science. 2004. V. 32. №. 3. P. 1002-1014.
23. Khutoryan E. M. et al. Excitation of hybrid space-surface waves in clinotrons with non-uniform grating //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2018. V. 39. №. 3. P. 236-249.
24. Dzyubenko M. I. et al. Prospects of the use of gradient grates in the lasers of terahertz range // Radio Physics and Radio Astronomy. 2018. V. 23. №. 4. P. 302-312.

25. Dzyubenko M. I. et al. Modelling of output mirrors based on circular gradient structures for THz lasers // Quantum Electron. 2019. V. 49. №. 5. P. 512-513.
26. Idehara T., Sabchevski S. P. Development and applications of high—frequency gyrotrons in FIR FU covering the sub-THz to THz range //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2012. V. 33. №. 7. P. 667-694.
27. Glyavin M. Y. et al. Terahertz gyrotrons: State of the art and prospects //Journal of Communications Technology and Electronics. 2014. V. 59. №. 8. P. 792-797.
28. Yamazaki T. et al. Direct observation of the hyperfine transition of ground-state positronium //Physical review letters. 2012. V. 108. №. 25. P. 253401.
29. Tatematsu Y. et al. Development of the multifrequency gyrotron FU CW GV with Gaussian beam output //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2015. V. 36. №. 8. P. 697-708.
30. Gantenbein G. et al. First operation of a step-frequency tunable 1-MW gyrotron with a diamond brewster angle output window //IEEE Transactions on Electron Devices. 2014. V. 61. №. 6. P. 1806-1811.
31. Shcherbinin V. I., Tkachova T. I., Tkachenko V. I. Improved cavity for broadband frequency-tunable gyrotron //IEEE Transactions on Electron Devices. 2017. V. 65. №. 1. P. 257-262.
32. Liu D. et al. Detailed investigations on a multisection cavity for a continuously frequency-tunable gyrotron //IEEE Transactions on Electron Devices. 2019. V. 66. №. 6. P. 2746-2751.
33. Dumbrajs O., Idehara T., Sabchevski S. Design of an optimized resonant cavity for a compact sub-terahertz gyrotron //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2010. V. 31. №. 10. P. 1115-1125.
34. Dumbrajs O., Idehara T. Frequency tunable gyrotron FU CW VA for measuring hyperfine split of positronium //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2010. V. 31. №. 11. P. 1265-1270.
35. Qi X. B., Du C. H., Liu P. K. Broadband continuous frequency tuning in a terahertz gyrotron with tapered cavity //IEEE Transactions on Electron Devices. 2015. V. 62. №. 12. P. 4278-4284.

36. Chang T. H. et al. Frequency tunable gyrotron using backward-wave components //Journal of Applied Physics. 2009. V. 105. №. 6. P. 063304.
37. Li Z. D. et al. Terahertz Gyrotron Broadband Tuning Based on Local Field Shaping in a Low-Q Cavity //IEEE Transactions on Electron Devices. 2016. V. 63. №. 10. P. 4081-4087.
38. Запевалов В. Е., Цимринг Ш. Е. Многопучковые гиротроны //Изв. Вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. №. 12. С. 1406.
39. Запевалов В. Е., Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. Электронно-оптические системы двухлучевых гиротронов //Изв. Вузов. Радиофизика. 1991. Т. 2. №. 34. С. 205-211.
40. Братман В. Л., Калынов Ю. К., Федотов А. Э. К теории гироприборов с тонкими электронными пучками (гиротрон с большими орбитами) //Журнал технической физики. 1998. Т. 68. №. 10. С. 91-98.
41. Vlasov S. N. et al. Gyrotrons with echelette resonators //Radiophysics and quantum electronics. 1996. V. 39. №. 6. P. 458-462.
42. Zapevalov V. E. et al. Coupled-resonator gyrotrons with mode conversion //Radiophysics and Quantum Electronics. 1984. V. 27. №. 9. P. 846-852.
43. Pavel'ev V. G., Tsimring S. E., Zapevalov V. E. Coupled cavities with mode conversion in gyrotrons //International journal of electronics. 1987. V. 63. №. 3. P. 379-391.
44. Bandurkin I. V., Kalynov Y. K., Savilov A. V. Klystron-like cavity with mode transformation for high-harmonic terahertz gyrotrons //Physics of Plasmas. 2013. V. 20. №. 1. P. 014503.
45. Bandurkin I. V., Kalynov Y. K., Savilov A. V. High-harmonic gyrotron with sectioned cavity //Physics of Plasmas. 2010. V. 17. №. 7. P. 073101.
46. Kalynov Y. K., Osharin I. V., Savilov A. V. A method for suppression of spurious fundamental-harmonic waves in gyrotrons operating at the second cyclotron harmonic //Physics of Plasmas. 2016. V. 23. №. 5. P. 053116.

47. Kalynov Y. K. et al. Relativistic Second-Harmonic Gyrotron With a Selective Quasi-Regular Cavity //IEEE Transactions on Electron Devices. 2016. V. 63. №. 12. P. 4968-4974.
48. Bandurkin I. V. et al. Simulations of sectioned cavity for high-harmonic gyrotron //IEEE Transactions on Electron Devices. 2016. V. 64. №. 1. P. 300-305.
49. Bandurkin I. V. et al. Gyrotron with a sectioned cavity based on excitation of a far-from-cutoff operating mode //Physics of Plasmas. 2016. V. 23. №. 1. P. 013113.
50. Bandurkin I. V. et al. Method of providing the high cyclotron harmonic operation selectivity in a gyrotron with a spatially developed operating mode //IEEE Transactions on Electron Devices. 2017. V. 64. №. 9. P. 3893-3897.
51. Oparina Y. S., Savilov A. V. Improvement of Mode Selectivity of High-Harmonic Gyrotrons by Using Operating Cavities with Short Output Reflectors //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2018. V. 39. №. 7. P. 595-613.
52. Gaponov A. V., Petelin M. I., Yulpatov V. K. The induced radiation of excited classical oscillators and its use in high-frequency electronics //Radiophysics and Quantum Electronics. 1967. V. 10. №. 9-10. P. 794-813.
53. Symons R. S., Jory H. R. Cyclotron resonance devices //Advances in Electronics and Electron Physics. Academic Press. 1981. V. 55. P. 1-75.
54. Lindsay P. A. Cyclotron-resonance interaction—Classical and quantum-mechanical treatments compared //Proc. 7th Int. Conf. Microwave and Optical Generation and Amplification. 1970.
55. Beck A. H. W., Mills W. P. C. Millimetre-wave generator that uses a spiralling electron beam //Proceedings of the Institution of Electrical Engineers. IET Digital Library. 1973. V. 120. №. 2. P. 197-205.
56. Hirshfield J., Bernstein I., Wachtel J. Cyclotron resonance interaction of microwaves with energetic electrons //IEEE Journal of Quantum Electronics. 1965. V. 1. №. 6. P. 237-245.
57. Borie E., Dumbrajs O. Calculation of eigenmodes of tapered gyrotron resonators //International Journal of Electronics Theoretical and Experimental. 1986. V. 60. №. 2. P. 143-154.

58. Dumbrajs O., Borie E. A complex cavity with mode conversion for gyrotrons //International Journal of Electronics. 1988. V. 65. №. 3. P. 285-295.
59. Wagner D. et al. Improved gyrotron cavity with high quality factor //International journal of infrared and millimeter waves. 1995. V. 16. №. 9. P. 1481-1489.
60. Wagner D. et al. Analysis of a complete gyrotron oscillator using the scattering matrix description //International journal of infrared and millimeter waves. 1998. V. 19. №. 2. P. 185-194.
61. Tsimring S. E., Pavelyev V. G. The theory of inhomogeneous electromagnetic waveguides with critical cross-sections //Radiotekhnika i elektronika. 1982. V. 27. №. 6. P. 1099-1102.
62. Vlasov A. N., Antonsen T. M. Numerical solution of fields in lossy structures using MAGY //IEEE Transactions on Electron Devices. 2001. V. 48. №. 1. P. 45-55.
63. Reiter G. Generalized telegraphist's equation for waveguides of varying cross-section //Proceedings of the IEE-Part B: Electronic and Communication Engineering. 1959. V. 106. №. 13. P. 54-61.
64. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 216 с.
65. Машковцев Б. М. Теория волноводов. Москва Ленинград : Наука. 1966. 354 с.
66. Stevenson A. F. General theory of electromagnetic horns //Journal of Applied Physics. 1951. V. 22. №. 12. P. 1447-1460.
67. Solymar L. Spurious mode generation in nonuniform waveguide //IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1959. V. 7. №. 3. P. 379-383.
68. Chernyavskiy I. A. et al. Current status of the large-signal code TESLA: Recent development and new applications //IVEC 2012. IEEE. 2012. P. 533-534.
69. Shafii J., Vernon R. J. Investigation of mode coupling due to ohmic wall losses in overmoded uniform and varying-radius circular waveguides by the method of cross sections //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2002. V. 50. №. 5. P. 1361-1369.

70. Tsimring S. E., Pavelyev V. G. The theory of nonhomogeneous electromagnetic waveguides containing critical cross-sections //Radio Eng. Electron. Phys. 1982. V. 27. №. 6. P. 41-44.
71. Idehara T. et al. High frequency and high mode purity operations of gyrotron FU IVA //International journal of infrared and millimeter waves. 1998. V. 19. №. 7. P. 919-930.
72. Ederra I. et al. Comparative analysis of mode reflection and transmission in presence of a cutoff cross section of nonuniform waveguide by using the cross section and the mode-matching and generalized scattering-matrix methods //IEEE Transactions on microwave theory and techniques. 2001. V. 49. №. 4. P. 637-645.
73. Huting W. A., Webb K. J. Comparison of mode-matching and differential equation techniques in the analysis of waveguide transitions //IEEE transactions on microwave theory and techniques. 1991. V. 39. №. 2. P. 280-286.
74. Ильинский А. С., Слепян Г. Я. Колебания и волны в электродинамических системах. М.: Изд-во МГУ. 1983. 232 с.
75. Кравченко В. Ф. и др. Нелинейная теория релятивистских черенковских генераторов на нерегулярных волноводах с учетом конечной проводимости стенок //Доклады Академии наук. Федеральное государственное бюджетное учреждение" Российская академия наук". 2007. Т. 412. №. 6. С. 759-763.
76. Ильинский А. С., Свешников А. Г. Методы исследования нерегулярных волноводов //Журнал вычислительной математики и математической физики. 1968. Т. 8. №. 2. С. 363-373.
77. Botton M. et al. MAGY: A time-dependent code for simulation of slow and fast microwave sources //IEEE Transactions on plasma science. 1998. V. 26. №. 3. P. 882-892.
78. Jensen E., Schünemann K. Network-theoretical model of the gyrotron oscillator part II: Empty cavity oscillation modes //International journal of infrared and millimeter waves. 1991. V. 12. №. 11. P. 1291-1308.

79. Jelonnek J., Schünemann K. Comparison of field expansion methods for gyrotron analysis //Proc. 20th Int. Conf. Infr. Millim. Waves. Lake Buena Vista, FL, USA. 1995. P. 30–31.
80. Jöstingmeier A., Rieckmann C., Omar A. S. A rigorous time domain analysis of gyrotrons //International journal of infrared and millimeter waves. 1995. V. 16. №. 11. P. 1867-1899.
81. Jelonnek J., Grudiev A., Schunemann K. Rigorous computation of time-dependent electromagnetic fields in gyrotron cavities excited by internal sources //IEEE transactions on plasma science. 1999. V. 27. №. 2. P. 374-383.
82. Collin R. E. Field theory of guided waves. Hoboken, NJ, USA: Wiley, 1990. 852 p.
83. Nusinovich G. S. Linear theory of a gyrotron with weakly tapered external magnetic field //International journal of electronics. 1988. V. 64. №. 1. P. 127-135.
84. Borie E., Jodicke B. Comments on the linear theory of the gyrotron //IEEE transactions on plasma science. 1988. V. 16. №. 2. P. 116-121.
85. Kalaria P. C., Kartikeyan M. V., Thumm M. Design of 170 GHz, 1.5-MW conventional cavity gyrotron for plasma heating //IEEE Transactions on Plasma Science. 2014. V. 42. №. 6. P. 1522-1528.
86. Genoud J. et al. Novel linear analysis for a gyrotron oscillator based on a spectral approach //Physics of Plasmas. 2016. V. 23. №. 4. P. 043101.
87. Zhao Q. et al. Investigation of the influence of electron beam quality on the operation in 0.42-THz second harmonic gyrotron //IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. V. 44. №. 5. P. 749-754.
88. Kumar N. et al. RF behavior of cylindrical cavity based 240 GHz, 1 MW gyrotron for future tokamak system //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2017. V. 38. №. 11. P. 1342-1356.
89. Dumbrajs O., Idehara T. Theoretical study on the 1.185-THz third harmonic gyrotron //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2018. V. 39. №. 2. P. 177-182.
90. Yeddulla M., Nusinovich G. S., Antonsen Jr T. M. Start currents in an overmoded gyrotron //Physics of Plasmas. 2003. V. 10. №. 11. P. 4513-4520.

91. Fliflet A. W., Lee R. C., Read M. E. Self-consistent field model for the complex cavity gyrotron //International Journal of Electronics. 1988. V. 65. №. 3. P. 273-283.
92. Saito H. et al. Analytical treatment of linearized self-consistent theory of a gyromonotron with a non-fixed structure //International Journal of Electronics Theoretical and Experimental. – 1986. – Т. 61. – №. 6. – С. 895-903.
93. Лебедев И. В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Техника СВЧ / под ред. Н.Д. Девяткова. Т. 1. М.: Высшая школа, 1970. 440 с.
94. Лебедев И. В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Электровакуумные приборы СВЧ / под ред. Н.Д. Девяткова. Т. 2. М.: Высшая школа, 1972. 376 с.
95. Corrêa R. A., Barroso J. J. Electromagnetic field and cutoff frequencies of the azimuthally rippled wall waveguide //International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 2000. V. 21. №. 6. P. 1019-1029.
96. Castro P. J., Barroso J. J., Neto J. P. L. Resonance frequencies of cavities with sinusoidally rippled cross sections //Proceedings of the 2001 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference.(Cat. No. 01TH8568). IEEE, 2001. V. 1. P. 75-78.
97. Азаренков Н. А., Ткаченко В. И., Ткаченко И. В. Особенности дисперсионных характеристик аксиально-симметричных электромагнитных волн магнитоактивной плазмы, находящейся в идеально проводящем волноводе с конечной глубиной гофра //Вопросы атомной науки и техники. 2008. №4. С. 54-59.
98. Кузнецов Д. С. Специальные функции. М.: Высшая школа. 1965. 272 с.
99. Ватсон Г. Н. Теория Бесселевых функций. В пяти частях. М.: Изд. Иностранной литературы. 1949. 798 с.
100. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. М.: Наука. 1979. 832 с.

101. Бейтмен Г., Эрдейи А. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены / Перевод с английского Н.Я. Виленкина. М.: Наука. 1966. 296 с.
102. Балакирев В. А., Карбушев Н. И., Островский А. О., Ткач Ю. В. Теория черенковских усилителей и генераторов на релятивистских пучках. Киев: Наукова думка. 1993. 208 с.
103. Ognivenko V. V. Interaction of a relativistic electron beam with electromagnetic fields in azimuthally corrugated waveguide // Problems of Atomic Science and Technology. Series «Plasma Electronics and New Methods of Acceleration». 2018. № 4. P. 56-58.
104. Островский А. О., Огнивенко В. В. Дисперсия аксиально-симметричного плазменного волновода с синусоидально-гофрированными идеально проводящими стенками в сильном магнитном поле // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 12. Р. 2470-2477.
105. Zaginaylov G. I. et al. Novel approach to the theory of longitudinally inhomogeneous lossy waveguides //2013 International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves. IEEE. 2013. P. 523-525.
106. Zaginaylov G. I., Shcherbinin V. I., Glyavin M. Y. New approach to the theory of irregular lossy waveguides and its application to design of teraherz gyrotrons //2013 European Microwave Conference. IEEE. 2013. P. 971-974.
107. Kao S. H., Chiu C. C., Chu K. R. A study of sub-terahertz and terahertz gyrotron oscillators //Physics of Plasmas. 2012. V. 19. №. 2. P. 023112.
108. Quarfoth R., Sievenpiper D. Artificial tensor impedance surface waveguides //IEEE transactions on antennas and propagation. 2013. V. 61. №. 7. P. 3597-3606.
109. Shcherbinin V. I., Fesenko V. I., Tuz V. R. Low-loss forward and backward surface plasmons in a semiconductor nanowire coated by helical graphene strips //JOSA B. 2018. V. 35. №. 8. P. 2066-2074.

110. Li H., Thumm M. Mode coupling in corrugated waveguides with varying wall impedance and diameter change //International journal of electronics. 1991. V. 71. №. 5. P. 827-844.

111. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. В 3 т. Т. 2. Специальные функции. 2-е изд., исправ. М.: Физматлит. 2003. 664 с.

112. Idehara T. et al. A THz gyrotron FU CW III with a 20 T superconducting magnet // Plasma Fusion Res. 2009. V. 8. P. 1508-1511.

113. Agusu L. et al. Design of a CW 1 THz gyrotron (Gyrotron FU CW III) using a 20 T superconducting magnet //International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 2007. V. 28. №. 5. P. 315-328.

114. Kosuga K. Development of THz gyrotron using 20 T superconductor magnet // 3rd Int. Workshop on Far-Infrared Technologies 2010 (IW-FIRT 2010). 2010. P. 214-217.

115. Нусинович Г. С., Панкратова Т. В. Теория гиротронов субмиллиметрового диапазона длин волн. Гиротроны. Сборник научных трудов / под ред. А. В. Гапонова-Грехова. Горький: ИПФ АН СССР. 1981. 178 с.

116. Idehara T. et al. High purity mode CW gyrotron covering the subterahertz to terahertz range using a 20 T superconducting magnet //IEEE Transactions on Electron Devices. 2018. V. 65. №. 8. P. 3486-3491.

117. Sinitsyn O. V., Nusinovich G. S. Analysis of aftercavity interaction in gyrotrons //Physics of Plasmas. 2009. V. 16. №. 2. P. 023101.

118. Sabchevski S. et al. Quasi-optical converters for high-power gyrotrons: a brief review of physical models, numerical methods and computer codes // Journal of Physics: Conference Series. 2006. V. 44. P. 102-109.

119. Лукин К. А. Возбуждение электромагнитных колебаний в открытых резонаторах внутренними источниками // Прикладная радиоэлектроника. 2018. Т. 17. №. 1,2. С. 14-27.

120. Bratman V. L., Moiseev M. A. Conditions for self-excitation of a cyclotron resonance maser with a nonresonant electrodynamic system //Radiophysics and Quantum Electronics. 1975. V. 18. №. 7. P. 772-779.

121. Dumbrajs O. et al. Calculations of starting currents and frequencies in frequency-tunable gyrotrons //Japanese Journal of Applied Physics. 2012. V. 51. №. 12R. P. 126601.
122. Jelonnek J., Schünemann K. Comparison of field expansion methods for gyrotron analysis //1995 Proc. 20th Int. Conf. Infr. Millim. Waves. Lake Buena Vista, FL, USA, Dec. 1995. P. 30-31.
123. Yamaguchi Y. et al. Observation of increased number of frequency steps in multi-frequency oscillations with a two-cavity gyrotron //2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). IEEE, 2018. P. 1-2.
124. Melnikova M. M. et al. Electromagnetic modeling of a complex-cavity resonator for the 0.4-THz second-harmonic frequency-tunable gyrotron //IEEE Transactions on Electron Devices. 2017. V. 64. №. 12. P. 5141-5146.
125. Torrezan A. C. et al. Continuous-wave operation of a frequency-tunable 460-GHz second-harmonic gyrotron for enhanced nuclear magnetic resonance //IEEE Transactions on Plasma Science. 2010. V. 38. №. 6. P. 1150-1159.

ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, у яких опубліковано основні результати дисертації:

1. Maksimenko A. V., Tkachenko V. I., Tkachenko I. V. A dispersion equation of the cylindrical ideal wall vacuum cavity sinusoidally corrugated in azimuthal direction. Part I. A physically based method obtaining of the dispersion equation // Problems of Atomic Science and Technology. Series «Nuclear Physics Investigations». 2017. № 6. P. 28-33.
2. Maksimenko A. V., Tkachenko V. I., Tkachenko I. V. A dispersion equation of the cylindrical ideal wall vacuum cavity sinusoidally corrugated in azimuthal direction. Part II. Investigation of the dispersion equation // Problems of Atomic Science and Technology. Series «Nuclear Physics Investigations». 2018. № 3. P. 38-41.
3. Maksimenko A.V., Zaginaylov G.I., Shcherbinin V.I. On the theory of longitudinally inhomogeneous waveguides with impedance walls // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2015. V. 12. №. 2. P. 362-370.
4. Maksimenko O.V., Zaginaylov G.I., Khizhnyak S.N. Efficient method for analysis of mode conversion and ohmic losses in terahertz gyrotrons // Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kiev, Series: Radiophysics and Electronics. 2015. V. 23. № 1. P. 49-54.
5. Maksimenko A.V., Shcherbinin V.I., Tkachenko V.I. Coupled-mode theory of an irregular waveguide with impedance walls // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2019. V. 40. № 6. P. 620-636.
6. Maksimenko A.V., Shcherbinin V.I., Hlushchenko A.V., Tkachenko V.I. Effect of cavity ohmic losses on efficiency of low-power terahertz gyrotron // IEEE Transaction on Electron Devices. 2017. V. 64. № 9. P. 3898-3903.
7. Maksimenko A.V., Shcherbinin V.I., Hlushchenko A.V., Tkachenko V.I., Avramidis K.A., Jelonnek J. Starting currents for eigenmodes of a gyrotron cavity with mode conversion // IEEE Transaction on Electron Devices. 2019. V. 66. № 3. P. 1552-1558.

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

8. Максименко А.В., Загинайлов Г.И., Щербинин В.И. К теории продольно-неоднородных волноводов с импедансными стенками // Материалы XVIII Международной научной конференции молодых ученых и специалистов к 105-летию Н.Н. Боголюбова (ОМУС-2014) (24-28 февраля 2014г., г. Дубна). Дубна. 2014. С. 33-37. (участь в обговоренні).
9. Maksimenko O.V., Zaginaylov G.I. Mode conversion and ohmic losses in terahertz gyrotrons // Materials of XIV international young scientists' conference on applied physics (11-14 June 2014, Kyiv). Kyiv. 2014. P. 8. (доповідач).
10. Maksimenko A.V., Zaginaylov G.I., Shcherbinin V.I., Schunemann K. Theory of irregular impedance waveguides: generalized method of separation of variables // Materials of 15th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (26-28 Aug. 2014, Dnipropetrovsk). Dnipropetrovsk. 2014. P. 31-35. (участь в обговоренні).
11. Maksimenko A.V., Zaginaylov G.I., Shcherbinin V.I., Schuneman K. Influence of mode conversion and ohmic losses on electromagnetic properties of THz gyrotron cavities // Materials of International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF-2015) (29 Sep.-2 Oct., 2015, Dnipropetrovsk). Dnipropetrovsk. 2015. Paper ID MTE-6-en (4 p.). (доповідач).
12. Максименко О.В., Загинайлов Г.І., Щербінін В.І. Оптимізація профілю резонатора терагерцового гіротрону з урахуванням конверсії мод та омічних втрат. // Матеріали XII Міжнародної наукової конференції «Фізичні явища в твердих тілах» (1-4 грудня 2015 р., м. Харків). Харків, 2015. С. 154. (доповідач).
13. Maksimenko A.V., Zaginaylov G.I., Schuneman K. Coupled mode theory for longitudinally inhomogeneous impedance waveguides // Materials of 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW) (20-24 June 2016, Kharkiv), Kharkiv, 2016. P. 20. (доповідач).

14. Максименко О.В., Щербінін В.І., Глущенко А.В., Ткаченко В.І. Стартові струми резонатора гіротрону з урахуванням конверсії мод // Матеріали XVI наукової конференції з фізики високих енергій, ядерної фізики і прискорювачів (20-23 березня 2018 р., м. Харків). Харків, 2018. С. 99. (доповідач).
15. Максименко О.В., Щербінін В.І., Ткаченко В.І. Самоузгоджений аналіз резонаторів гіротронів з конверсією мод // Матеріали XVII наукової конференції з фізики високих енергій, ядерної фізики і прискорювачів (26-29 березня 2019 р., м. Харків). Харків, 2019. С. 76-77. (доповідач).
16. Maksimenko A.V., Shcherbinin V.I., Tkachenko V.I. Linear theory of beam-wave interaction in gyrotron cavities with mode conversion. // Materials of IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW) (21-25 Sep. 2020, Kharkiv), Kharkiv, 2020. P. 929-932. (доповідач).