

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

ПІЛЬТЯЙ СТЕПАН ІВАНОВИЧ

УДК 621.396

ДИСЕРТАЦІЯ

**ШИРОКОСМУГОВІ КОГЕРЕНТНІ ОРТОМОДОВІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ
НА ОСНОВІ КОАКСІАЛЬНИХ РЕБРИСТИХ СТРУКТУР**

Спеціальність: 05.12.07 – Антени та пристрої мікрохвильової техніки

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук.

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

(підпис, ініціали та прізвище здобувача)

Науковий керівник: д.т.н., проф., Заслужений діяч науки і техніки України Дубровка Ф. Ф.

Київ – 2017

АНОТАЦІЯ

Пільтяй С. І. Ширококуглові когерентні ортомодові перетворювачі на основі коаксіальних ребристих структур. — Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.12.07 — Антени та пристрої мікрохвильової техніки. — Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» МОН України, Київ, 2017.

У дисертації вирішено актуальну науково-технічну задачу створення високоефективних ширококуглових когерентних ортомодових перетворювачів для дводіапазонних коаксіальних опромінювально-перетворювальних модулів дзеркальних антен із поляризаційним обробленням сигналів.

У першому розділі зроблено огляд сучасних конструкцій ширококуглових ортомодових перетворювачів і методів їх аналізу. Розглянуто переваги та недоліки ортомодових перетворювачів основних типів. Відмічено, що найбільш ефективними при створенні багатодіапазонних двополяризаційних антенних систем є ортомодові перетворювачі на основі коаксіальних хвилеводів.

У другому розділі дисертації виконано аналіз власних хвиль секторних коаксіальних ребристих хвилеводів. Розв'язано крайову задачу електродинаміки для власних хвиль цих хвилеводів двома методами: методом часткових областей і методом інтегральних рівнянь із використанням системи ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрі. Розраховано критичні хвильові числа і побудовано розподіли електричного поля ТЕ- і ТМ-хвиль для секторних коаксіальних ребристих хвилеводів із ребром на внутрішній чи зовнішній провідній циліндричній поверхні.

У третьому розділі дисертації досліджено власні хвилі коаксіальних чотириреберних хвилеводів. Алгоритми розв'язання крайової задачі для коаксіальних чотириреберних хвилеводів аналогічні розробленим для секторних коаксіальних ребристих хвилеводів, які представлено в другому

розділі. Розраховано критичні хвильові числа TE- і TM-хвиль і побудовано розподіли електричного поля TEM-, TE- і TM-хвиль у КЧРХ із ребрами на внутрішньому чи на зовнішньому провідному циліндрі.

Четвертий розділ дисертації присвячено розробці та дослідженню широкосмугових когерентних ортомодових перетворювачів на основі коаксіальних ребристих структур.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в тому, що:

1. Уперше розв'язано крайові задачі електродинаміки для власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах, які є базовими для створення широкосмугових когерентних коаксіальних ортомодових перетворювачів із високим рівнем розв'язки радіосигналів із ортогональними лінійними поляризаціями. При цьому використано метод часткових областей із безпосереднім зшиванням полів на їх межах і метод інтегральних рівнянь із використанням системи ортогональних базисних функцій (поліномів Гегенбауера з вагою), які коректно враховують сингулярну поведінку поля на ребрах. Із порівняння отриманих результатів встановлено, що при однаковій точності час розрахунку критичних хвильових чисел методом інтегральних рівнянь із використанням ортогональних базисних функцій, які правильно враховують умови на ребрі, менший за час розрахунку методом часткових областей із безпосереднім зшиванням полів у 10 разів, а час розрахунку розподілів полів власних хвиль менший у 3 рази.

2. Уперше досліджено залежності критичних хвильових чисел власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах від їх геометрії, а також розраховано і наведено графіки розподілів електричного поля для власних хвиль цих хвилеводів.

3. Уперше проведено оптимізацію геометрій секторного коаксіального ребристого хвилеводу і коаксіального чотириреберного хвилеводу з метою забезпечення максимальної смуги частот одномодового режиму їх роботи і

отримано оптимальні конфігурації, які забезпечують перекриття за частотою 5,6:1 для секторного коаксіального ребристого хвилеводу і 4,6:1 для коаксіального чотириреберного хвилеводу. При цьому виявлено екстремальний характер залежності смуги частот одномодового режиму роботи на першій ТЕ-хвилі від значення кутової ширини ребер. Крім того, встановлено, що менші поперечні розміри при фіксованій робочій смузі частот мають досліджувані коаксіальні хвилеводи із ребрами на внутрішній провідній поверхні.

Практичне значення отриманих результатів полягає в тому, що:

1. Отримані результати числових досліджень критичних хвильових чисел та розподілів полів власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах, а також сформульовані рекомендації щодо вибору геометрії досліджуваних коаксіальних ребристих структур з огляду на досягнення максимальних смуг частот одномодового режиму на робочій ТЕ-хвилі можуть бути використані при проектуванні пристроїв на їх основі.

2. Отримані формули і розроблене на їх основі програмне забезпечення дозволяють швидко розраховувати критичні частоти та розподіли полів власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах.

3. Запропоновано і розроблено новий когерентний дводіпазонний ортомодовий перетворювач на основі коаксіального турнікетного з'єднання і чотириреберної (для С-діапазону частот) та ступінчастої циліндричної (для Ku-діапазону частот) узгоджувальних структур. Його особливістю є висока технологічність та можливість високоточного виготовлення, яке можна здійснити шляхом високоточного фрезування п'яти металевих пластин. Розроблений дводіпазонний ортомодовий перетворювач здатний забезпечити у широких робочих діапазонах частот 3,4–4,2 ГГц та 10,7–12,8 ГГц значення модуля коефіцієнта відбиття менше -31 дБ ($K_{СХН} < 1,06$), кросполяризаційної

розв'язки вище 70 дБ та диференційного фазового зсуву між вихідними сигналами ортогональних лінійних поляризацій менше 1° .

4. Розроблено конструкцію компактного широкосмугового когерентного ортомодового перетворювача на основі коаксіального чотириреберного хвилеводу з коаксіальними кабелями. У результаті оптимізації складових частин такого ортомодового перетворювача та всієї конструкції досягнуто значення модуля коефіцієнта відбиття менше -24 дБ ($K_{СХН} < 1,14$) у розширеному робочому діапазоні частот 3,4–5,4 ГГц (ширина робочої смуги частот становить 45%). При рівності довжин коаксіальних кабелів цей ортомодовий перетворювач забезпечує ідеальну когерентність вихідних сигналів ортогональних лінійних поляризацій, а при різниці довжин Δl кабелів у каналах ортогональних поляризацій диференційний фазовий зсув (у градусах) між вихідними сигналами становитиме $360 \cdot \Delta l / \lambda$, де λ — довжина хвилі на робочій частоті.

5. Результати дослідження власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах, а також розроблені широкосмугові когерентні коаксіальні ортомодові перетворювачі можуть знайти широке застосування при розробці нових або модернізації існуючих багатодіапазонних антенних систем із двоканальним поляризаційним обробленням радіосигналів для потреб супутникових телекомунікацій, радіоелектронної розвідки, радіоастрономії та радіолокації.

Розроблені широкосмугові когерентні коаксіальні ортомодові перетворювачі призначені для використання у складі дводіапазонних (С/Ку) двополяризаційних коаксіальних опромінювально-перетворювальних модулів рефлекторних антен земних станцій супутникових інформаційних систем.

Ключові слова: ортомодовий перетворювач, когерентний прийом сигналів ортогональних поляризацій, турнікетне з'єднання, секторний коаксіальний ребристий хвилевід, коаксіальний чотириреберний хвилевід, метод часткових областей, метод інтегральних рівнянь, система ортогональних базисних функцій, сингулярність на ребрі.

ABSTRACT

Piltyay S. I. Wideband coherent orthomode transducers based on coaxial ridged structures. — Qualification manuscript.

The dissertation for the scientific degree of candidate of engineering sciences in the speciality 05.12.07 — Antennas and microwave devices. — National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute” Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2017.

An actual scientific and engineering problem of the development of high performance wideband coherent orthomode transducers for dual-band coaxial feed transducing units of reflector antennas with polarization signal processing has been solved in the dissertation.

The survey on modern designs of wideband orthomode transducers and the techniques of their analysis has been performed in the first section. The advantages and disadvantages of orthomode transducers of main types have been considered. It has been pointed out that the orthomode transducers based on coaxial waveguides are the most effective for the development of multiband dual-polarized antenna systems.

The second section of the dissertation is devoted to the eigenmodes analysis of sectoral coaxial ridged waveguides. The boundary electrostatics problem for the eigenmodes of these waveguides has been solved using two techniques: transverse field-matching technique and integral equations technique with the utilization of the system of orthogonal basis functions, which correctly take into account the singular field behavior at the ridge. The cutoff wave numbers have been calculated and electric field distributions have been plotted for the TE- and TM-modes of sectoral coaxial ridged waveguides with a ridge on either inner or outer conducting cylindrical surface.

The eigenmodes of coaxial quad-ridged waveguides have been investigated in the third section of the dissertation. The solution algorithms of the boundary problem for coaxial quad-ridged waveguides are the same as the ones for sectoral coaxial ridged waveguides, which have been presented in the second section. The cutoff

wave numbers have been calculated for the TE- and TM-modes and electric field distributions have been plotted for the TEM-, TE- and TM-modes of coaxial quad-ridged waveguides with ridges on either inner or outer conducting cylinder.

The fourth section of the dissertation is dedicated to the development and investigation of wideband coherent orthomode transducers based on coaxial ridged structures.

The scientific novelty of obtained results is as follows:

1. The boundary electrodynamics problems for the eigenmodes of sectoral coaxial ridged waveguides and coaxial quad-ridged waveguides, which are fundamental for the development of wideband coherent coaxial orthomode transducers with high level of isolation of the signals with orthogonal linear polarizations, have been solved for the first time. The transverse field-matching technique and integral equations technique with the utilization of the system of orthogonal basis functions (weighted Gegenbauer polynomials), which correctly take into account singular field behavior at the ridges, have been applied for this purpose. After the comparison of the obtained results it has been found that for the same accuracy the time of calculation of cutoff wave numbers using integral equations technique with orthogonal basis functions, which correctly take into account singular field behavior at the ridge, is less than the time of calculation by transverse field-matching technique in 10 times, and the time of eigenmodes field distributions calculation is less in 3 times.

2. The dependences of eigenmodes cutoff wave numbers of sectoral coaxial ridged waveguides and coaxial quad-ridged waveguides on their geometry have been investigated for the first time. Besides, the plots of electric field distributions for the eigenmodes of these waveguides have been calculated and presented.

3. The optimization of the geometries of sectoral coaxial ridged waveguide and coaxial quad-ridged waveguide has been carried out for the first time in order to provide maximal single-mode operation frequency band. The optimal configurations, which provide bandwidth ratio 5.6:1 for sectoral coaxial ridged waveguide and 4.6:1

for coaxial quad-ridged waveguide, have been obtained. The extreme nature of dependence of the single-mode operation bandwidth at the first TE-mode on the ridge's angular width has been discovered during the optimization. Besides, it has been found that the investigated coaxial waveguides with ridges on inner conducting cylinder have smaller cross-section dimensions at fixed operation frequency band.

Practical importance of obtained results is as follows:

1. The obtained results of numerical investigations of cutoff wave numbers and eigenmodes field distributions of sectoral coaxial ridged waveguides and coaxial quad-ridged waveguides, as well as formulated recommendations on the selection of geometry of the analyzed coaxial ridged structures in order to provide maximal single-mode operation frequency bands at the first TE-mode can be used for the development of devices based on them.

2. Obtained formulas and the software, which has been developed based on them, enable quick calculation of cutoff frequencies and eigenmodes field distributions of sectoral coaxial ridged waveguides and coaxial quad-ridged waveguides.

3. A novel coherent dual-band orthomode transducer has been suggested and developed based on a coaxial turnstile junction and a quad-ridged (for C-band) and a stepped cylindrical (for Ku-band) matching structures. Its peculiarity is high technological effectiveness and the possibility of high-precision fabrication, which can be performed by high-precision milling of five metal plates. Within wide operating frequency bands 3.4–4.2 GHz and 10.7–12.8 GHz the developed dual-band orthomode transducer provides the magnitude of the reflection coefficient less than -31 dB ($VSWR < 1.06$), crosspolar isolation higher than 70 dB and differential phase shift between the output signals of orthogonal linear polarizations less than 1° .

4. The design of a compact wideband coherent orthomode transducer has been developed based on a coaxial quad-ridged waveguide with coaxial cables. As a result of optimization of structural elements of this orthomode transducer and of the

whole design one has obtained the magnitude of the reflection coefficient less than -24 dB ($VSWR < 1.14$) within the extended operating frequency band 3.4–5.4 GHz (its relative bandwidth is 45%). If the lengths of coaxial cables are equal, then this orthomode transducer provides ideal coherence of the output signals with orthogonal linear polarizations, and if the lengths are diverse by Δl , then the differential phase shift (in degrees) between the output signals is $360 \cdot \Delta l / \lambda$, where λ stands for the wavelength at the operating frequency.

5. The results of investigation of eigenmodes of sectoral coaxial ridged waveguides and coaxial quad-ridged waveguides, as well as developed wideband coherent coaxial orthomode transducers can be widely applied for the development of novel and upgrading of existent multi-band antenna systems with dual-channel polarization processing of radiosignals for satellite telecommunications, radioelectronic intelligence, radioastronomy and radiolocation.

Developed wideband coherent coaxial orthomode transducers are designed for the application in dual-band (C/Ku) dual-polarized feed transducing units for reflector antennas of earth stations of satellite information systems.

Keywords: orthomode transducer, coherent reception of orthogonally polarized signals, turnstile junction, sectoral coaxial ridged waveguide, coaxial quad-ridged waveguide, transverse field-matching technique, integral equations technique, system of orthogonal basis functions, singularity at the ridge.

Список публікацій здобувача / Applicant's publications list

1. Dubrovka F. F. Eigenmodes analysis of sectoral coaxial ridged waveguides by transverse field-matching technique. Part 1. Theory / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія — Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2013. — № 54. — С. 13–23. *Здобувачем розв'язано крайову задачу електродинаміки для власних хвиль секторних коаксіальних ребристих хвилеводів методом безпосереднього узгодження полів часткових областей.*

2. Dubrovka F. F. Electrodynamics boundary problem solution for sectoral coaxial ridged waveguides by integral equation technique / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2012. — Vol. 55, № 5. — P. 191–203. (входить у базу SCOPUS)

Здобувачем розв'язано крайову задачу електродинаміки для власних хвиль секторних коаксіальних ребристих хвилеводів методом інтегральних рівнянь.

3. Dubrovka F. F. Eigenmodes of sectoral coaxial ridged waveguides / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2012. — Vol. 55, № 6. — P. 239–247. (входить у базу SCOPUS)

4. Dubrovka F. F. Eigenmodes analysis of sectoral coaxial ridged waveguides by transverse field-matching technique. Part 2. Results / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2013. — № 55. — С. 13–23.

Виконано числове дослідження власних хвиль секторних коаксіальних ребристих хвилеводів при різних співвідношеннях поперечних розмірів.

5. Dubrovka F. F. Boundary problem solution for eigenmodes in coaxial quad-ridged waveguides / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Information and Telecommunication Sciences. — 2014. — Vol. 5, № 1. — P. 48–61.

Здобувачем розв'язано крайову задачу електродинаміки для власних хвиль коаксіальних чотириреберних хвилеводів методом безпосереднього узгодження полів часткових областей.

6. Dubrovka F. F. Eigenmodes of coaxial quad-ridged waveguides. Theory / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2014. — Vol. 57, № 1. — P. 1–30. (входить у базу SCOPUS)

Здобувачем розв'язано крайову задачу електродинаміки для власних хвиль коаксіальних чотириреберних хвилеводів методом інтегральних рівнянь.

7. Dubrovka F. F. Eigenmodes of coaxial quad-ridged waveguides. Numerical results / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2014. — Vol. 57, № 2. — P. 59–69. (входить у базу SCOPUS)

Здобувачем виконано числове дослідження власних хвиль коаксіальних чотириреберних хвилеводів при різних співвідношеннях поперечних розмірів та їх оптимізація для забезпечення максимальної смуги частот одномодового режиму роботи.

8. Piltyay S. Enhanced C-band antiphase power combiner/divider / S. Piltyay // Proceedings of 2-nd International Conference “Radioengineering fields, signals, devices and systems”, Kyiv, Ukraine, 2013, P. 105–106.

9. Piltyay S. I. Wideband antiphase power combiner/divider / S. I. Piltyay // Proceedings of 9-th International Young Scientist Conference “Modern Issues in Radio Engineering and Telecommunications”, Sevastopol, Ukraine, 2013, P. 220.

10. Piltyay S. A novel broadband antiphase power combiner/divider / S. Piltyay // Proceedings of 7-th Science and Engineering Conference “Radioelectronics in XXI century”, Kyiv, Ukraine, 2013, P. 38–40.

Розроблено новий широкосмуговий протифазний суматор/дільник потужності, який забезпечує гарне узгодження у смузі частот 3,4–5,4 ГГц.

11. Piltyay S. I. Enhanced C-band coaxial orthomode transducer / S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія — Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2014. — № 57. — С. 35–42. *Розроблено широкосмуговий когерентний ОМП на основі коаксіального чотириреберного хвилеводу із металевими ложементами.*

12. Piltyay S. Broadband coaxial orthomode transducer / S. Piltyay // Proceedings of 3-rd International Conference “Radioengineering fields, signals, devices and systems”, Kyiv, Ukraine, 2014, P. 117–119.

13. Piltyay S. A wideband coaxial orthomode transducer / S. Piltyay // Proceedings of 8-th Science and Engineering Conference “Radioelectronics in XXI century”, Kyiv, Ukraine, 2014, P. 30–32. *Розроблено широкосмугові когерентні ортомодові перетворювачі на основі коаксіальних чотириреберних хвилеводів.*

14. Piltyay S. I. Enhanced C-band coaxial orthomode transducer / S. I. Piltyay // Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія — Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2014. — № 58. — С. 27–34. *Розроблено широкосмуговий когерентний ОМП на основі коаксіального чотириреберного хвилеводу із коаксіальними кабелями.*

15. Dubrovka F. F. Novel High Performance Coherent Dual-Wideband Orthomode Transducer for Coaxial Horn Feeds / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Proceedings of the XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT 2017), Kyiv, Ukraine, 2017, P. 277–280. *Здобувачем розроблено новий високоефективний когерентний ОМП для коаксіальних опромінювачів.*

16. Piltyay S. Numerically effective basis functions in integral equation technique for sectoral coaxial ridged waveguides / S. Piltyay // Proceedings of 14-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (ММЕТ*14), Kharkiv, Ukraine, 2012, P. 492–495. *Досліджено ортогональні базисні функції, які правильно враховують сингулярність на ребрі, для аналізу секторних коаксіальних ребристих хвилеводів методом інтегральних рівнянь.*

17. Dubrovka F. Prediction of Eigenmodes Cutoff Frequencies of Sectoral Coaxial Ridged Waveguides / F. Dubrovka, S. Piltyay // Proceedings of the XIth International Conference TCSET'2012, Lviv – Slavske, Ukraine, 2012, P. 191. *Виконано числове дослідження критичних частот секторних коаксіальних ребристих хвилеводів.*

18. Пільтяй С. І. Числова ефективність методу зв'язаних інтегральних рівнянь / С. І. Пільтяй // Радіоелектроніка в XXI столітті. Матеріали VI науково-технічної конференції РТФ НТУУ "КПІ". — 2012. — С. 24–25.

Виконано порівняння збіжності методу інтегральних рівнянь, методу узгодження полів часткових областей і методу скінченних різниць при розрахунку критичних хвильових чисел секторних коаксіальних ребристих хвилеводів.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКРОЧЕНЬ.....	17
ВСТУП.....	18
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД СУЧАСНИХ КОНСТРУКЦІЙ ШИРОКОСМУГОВИХ ОРТОМОДОВИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ І МЕТОДІВ ЇХ АНАЛІЗУ ТА ЗАДАЧІ ДИСЕРТАЦІЇ.....	26
1.1. Ортомодові перетворювачі на основі хвилевідних відгалужувачів.....	26
1.2. Ортомодові перетворювачі на основі переходу Бойфота.....	34
1.3. Ортомодові перетворювачі на основі турнікетного з'єднання.....	39
1.4. Планарні ортомодові перетворювачі.....	47
1.5. Ортомодові перетворювачі на основі чотириреберних хвилеводів.....	49
1.6. Коаксіальні ортомодові перетворювачі.....	55
1.7. Сучасні застосування ребристих хвилеводів і методи їх аналізу.....	57
Висновки та задачі дисертації.....	58
РОЗДІЛ 2. АНАЛІЗ ВЛАСНИХ ХВИЛЬ СЕКТОРНИХ КОАКСІАЛЬНИХ РЕБРИСТИХ ХВИЛЕВОДІВ.....	62
2.1. Розв'язок крайової задачі для власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах методом часткових областей із безпосереднім зшиванням полів.....	62
2.1.1. Власні хвилі TE.....	62
2.1.2. Власні хвилі TM.....	66
2.1.3. Збіжність розв'язків для критичних хвильових чисел.....	68
2.1.4. Збіжність розв'язків для розподілів електричного поля.....	70
2.2. Розв'язок крайової задачі для власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах методом інтегральних рівнянь.....	71
2.2.1. Власні хвилі TE.....	71
2.2.2. Власні хвилі TM.....	75
2.2.3. Збіжність розв'язків для критичних хвильових чисел.....	79
2.2.4. Збіжність розв'язків для розподілів електричного поля.....	82

	14
2.3. Власні хвилі секторних коаксіальних ребристих хвилеводів.....	85
2.3.1. Критичні хвильові числа.....	85
2.3.2. Розподіли компонент електричного поля.....	88
2.3.3. Максимізація смуги частот одномодового режиму роботи.....	94
Висновки.....	96
РОЗДІЛ 3. АНАЛІЗ ВЛАСНИХ ХВИЛЬ КООКСІАЛЬНИХ ЧОТИРИРЕБЕРНИХ ХВИЛЕВОДІВ.....	99
3.1. Постановка задачі.....	99
3.2. Розв'язок крайової задачі електродинаміки для власних хвиль у коаксіальних чотириреберних хвилеводах методом часткових областей із безпосереднім зшиванням полів.....	101
3.2.1. Власна хвиля TEM.....	101
3.2.2. Власні хвилі TE з антисиметричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля.....	105
3.2.3. Власні хвилі TE із симетричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля.....	108
3.2.4. Власні хвилі TM із антисиметричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля.....	111
3.2.5. Власні хвилі TM із симетричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля.....	113
3.2.6. Збіжність розв'язків для критичних хвильових чисел.....	115
3.2.7. Збіжність розв'язків для розподілів електричного поля.....	117
3.3. Розв'язок крайової задачі електродинаміки для власних хвиль у коаксіальних чотириреберних хвилеводах методом інтегральних рівнянь.....	119
3.3.1. Власна хвиля TEM.....	119
3.3.2. Власні хвилі TE з антисиметричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля.....	123

3.3.3. Власні хвилі TE із симетричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля.....	128
3.3.4. Власні хвилі TM із антисиметричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля.....	134
3.3.5. Власні хвилі TM із симетричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля.....	137
3.3.6. Збіжність розв'язків для критичних хвильових чисел.....	144
3.3.7. Збіжність розв'язків для розподілів електричного поля.....	148
3.4. Власні хвилі коаксіальних чотириреберних хвилеводів.....	152
3.4.1. Критичні хвильові числа.....	152
3.4.2. Розподіли компонент електричного поля.....	155
3.4.3. Максимізація смуги частот одномодового режиму роботи.....	161
Висновки.....	163
РОЗДІЛ 4. РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРОБКИ ТА ОПТИМІЗАЦІЇ ХАРАКТЕРИСТИК ШИРОКОСМУГОВИХ КОГЕРЕНТНИХ ОРТОМОДОВИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ НА ОСНОВІ КОАКСІАЛЬНИХ РЕБРИСТИХ СТРУКТУР.....	
4.1. Конструкція та оптимізація характеристик когерентного ортомодового перетворювача на основі коаксіального турнікетного з'єднання і чотириреберної узгоджувальної структури.....	166
4.2. Теоретичні характеристики оптимізованого когерентного ортомодового перетворювача на основі коаксіального турнікетного з'єднання і чотириреберної узгоджувальної структури.....	173
4.3. Конструкція та оптимізація характеристик компактного широкосмугового когерентного ортомодового перетворювача на основі коаксіального чотириреберного хвилеводу та коаксіальних кабелів.....	177
4.4. Теоретичні характеристики оптимізованого компактного широкосмугового ортомодового перетворювача на основі коаксіального чотириреберного хвилеводу та коаксіальних кабелів.....	182
Висновки.....	184

ВИСНОВКИ.....	185
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	187
ДОДАТОК.....	199

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

EMX — електромагнітна хвиля

КПР — кросполяризаційна розв'язка

КСХН — коефіцієнт стійної хвилі за напругою

КЧРХ — коаксіальний чотириреберний хвилевід

МІР — метод інтегральних рівнянь

МЧО — метод часткових областей (із безпосереднім зшиванням полів)

ОМП — ортомодовий перетворювач

СКРХ — секторний коаксіальний ребристий хвилевід

СЛАР — система лінійних алгебраїчних рівнянь

ЧРХ — чотириреберний хвилевід

δ_{p0} — символ Кронекера

ϵ_a — абсолютна діелектрична проникність

μ_a — абсолютна магнітна проникність

f — частота

FDTD-method — finite difference time domain method, метод скінченних різниць у часовій області

k_c — критичне хвильове число

i — уявна одиниця

$J_l(x)$, $Y_l(x)$, $J'_l(x)$, $Y'_l(x)$ — функції Бесселя 1-го і 2-го роду та їх похідні

$C_i^j(t(\varphi))$ — поліноми Гегенбауера степеня i порядку j

ВСТУП

Актуальність теми

Антенні системи із поляризаційним рознесенням інформаційних каналів (сигналів) та поляризаційною обробкою радіосигналів широко використовуються у різних галузях науки та техніки, зокрема, в радіоастрономії, радіолокації, радіозв'язку, радіомоніторингу, супутникових інформаційних системах та системах радіоелектронної боротьби. Ключовим елементом таких систем, який дозволяє розділити сигнали з ортогональними поляризаціями (електромагнітні хвилі (ЕМХ) з ортогональними поляризаціями), є ортомодовий перетворювач (ОМП).

Як взаємний пристрій ОМП може функціонувати і навпаки: ЕМХ із двох незалежних входів надходять на спільний вихід, наприклад, на перетворювач поляризації або безпосередньо на антену. При цьому вихідні ЕМХ мають взаємно ортогональні поляризації. Основними параметрами, які характеризують роботу ОМП, є робоча смуга частот, значення коефіцієнта відбиття або коефіцієнта стійкої хвилі за напругою (КСХН), розв'язка між портами з ортогональними поляризаціями, кросполяризаційна розв'язка (КПР) та втрати в робочій смузі частот. Сучасні ОМП розробляють для різних частотних діапазонів від 700 МГц до 500 ГГц.

Принциповою вимогою при створенні поляризаційно-адаптивних антенних систем із двоканальним обробленням радіосигналів довільних детермінованих поляризацій є когерентність ОМП, що використовується в них. Для забезпечення когерентності необхідно, щоб різниця фазових зсувів сигналів ортогональних поляризацій на виході ОМП була якомога ближчою до нуля у робочій смузі частот. Найпростішим способом реалізації цієї вимоги є використання рівних за довжиною ліній передачі однакових типів у каналах поширення ЕМХ ортогональних поляризацій.

Останнім часом у зв'язку з освоєнням нових частотних діапазонів у радіоастрономії, супутникових телекомунікаційних системах і радіосистемах

іншого призначення актуальною стала задача створення багатодіапазонних опромінювачів великих дзеркальних антен, які працюють на ортогональних поляризаціях у широких робочих смугах частот у кожному діапазоні. Одним із шляхів вирішення цієї проблеми є використання новітніх коаксіальних опромінювачів із частковим діелектричним заповненням, які на відміну від звичайних коаксіальних опромінювачів забезпечують низький рівень кросполяризаційного випромінювання у широких робочих діапазонах частот. Для селекції та двоканального оброблення радіосигналів ортогональних поляризацій у широкосмугових дводіапазонних коаксіальних опромінювально-перетворювальних модулях необхідно розробити широкосмугові когерентні ОМП. Їх можна створити на основі секторних коаксіальних ребристих хвилеводів (СКРХ) і коаксіальних чотириреберних хвилеводів (КЧРХ). Для цього необхідно дослідити поширення власних ЕМХ у таких хвилеводах та оптимізувати їх геометрії з метою досягнення максимально широких смуг одномодового режиму на робочій хвилі з вираженою поляризацією.

Отже, актуальною є тема дисертаційних досліджень, спрямованих на вивчення властивостей ЕМХ у СКРХ і КЧРХ, створення на їх основі багатодіапазонних широкосмугових когерентних ОМП і оптимізацію їх характеристик.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційні дослідження виконано на кафедрі теоретичних основ радіотехніки КПІ ім. Ігоря Сікорського в рамках науково-дослідної роботи за державним оборонним замовленням (шифр «Грот», номер державної реєстрації 0108U000048д) та держбюджетної науково-дослідної роботи (шифр «Говерла», номер державної реєстрації 0113U000998).

Мета і задачі дослідження

Метою дисертаційної роботи є створення нових широкосмугових когерентних ортомодових перетворювачів у лінійному поляризаційному базисі на основі коаксіальних ребристих структур.

Відповідно до мети основними задачами дослідження є:

1. Аналіз сучасних конструкцій широкосмугових і багатодіапазонних ортомодових перетворювачів і методів розрахунку їх характеристик.
2. Розв'язання крайових задач електродинаміки для власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах.
3. Розробка алгоритмів і програмних забезпечень та їх застосування для дослідження характеристик власних хвиль у СКРХ і КЧРХ і для максимізації смуг частот одномодового режиму роботи.
4. Розробка конструкцій та оптимізація характеристик широкосмугових когерентних ОМП на основі коаксіальних ребристих структур.

Об'єкт дослідження — електромагнітні хвильові процеси в секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах, на основі яких можлива побудова дводіапазонних широкосмугових когерентних ОМП.

Предмет дослідження — властивості ЕМХ у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах та характеристики побудованих на їх основі дводіапазонних широкосмугових когерентних ОМП.

Методи дослідження

Для розв'язання задач поширення електромагнітних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах застосовано метод часткових областей (МЧО) із безпосереднім зшиванням полів, метод інтегральних рівнянь без врахування і з врахуванням сингулярної поведінки поля на ребрах та методи лінійної алгебри.

Для числового моделювання розроблених ОМП та оптимізації їх характеристик було використано метод скінченних різниць у часовій області (FDTD-method у англомовній літературі).

Наукова новизна отриманих результатів полягає в тому, що:

1. Уперше розв'язано крайові задачі електродинаміки для власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах, які є базовими для створення широкопasmових когерентних коаксіальних ОМП із високим рівнем розв'язки радіосигналів із ортогональними лінійними поляризаціями. При цьому використано метод часткових областей із безпосереднім зшиванням полів на їх межах і метод інтегральних рівнянь із використанням системи ортогональних базисних функцій (поліномів Гегенбауера з вагою), які коректно враховують сингулярну поведінку поля на ребрах. Із порівняння отриманих результатів встановлено, що при однаковій точності час розрахунку критичних хвильових чисел методом інтегральних рівнянь із використанням ортогональних базисних функцій, які правильно враховують умови на ребрі, менший за час розрахунку методом часткових областей із безпосереднім зшиванням полів у 10 разів, а час розрахунку розподілів полів власних хвиль менший у 3 рази.

2. Уперше досліджено залежності критичних хвильових чисел власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах і коаксіальних чотириреберних хвилеводах від їх геометрії, а також розраховано і наведено графіки розподілів електричного поля для власних хвиль цих хвилеводів.

3. Уперше проведено оптимізацію геометрій секторного коаксіального ребристого хвилеводу і коаксіального чотириреберного хвилеводу з метою забезпечення максимальної смуги частот одномодового режиму їх роботи і отримано оптимальні конфігурації, які забезпечують перекриття за частотою 5,6:1 для секторного коаксіального ребристого хвилеводу і 4,6:1 для коаксіального чотириреберного хвилеводу. При цьому виявлено екстремальний характер залежності смуги частот одномодового режиму роботи на першій ТЕ-хвилі від значення кутової ширини ребер. Крім того, встановлено, що менші поперечні розміри при фіксованій робочій смузі частот мають досліджувані коаксіальні хвилеводи із ребрами на внутрішній провідній поверхні.

Практичне значення отриманих результатів полягає в тому, що:

1. Отримані результати числових досліджень критичних хвильових чисел та розподілів полів власних хвиль у СКРХ і КЧРХ, а також сформульовані рекомендації щодо вибору геометрії досліджуваних коаксіальних ребристих структур з огляду на досягнення максимальних смуг частот одномодового режиму на робочій ТЕ-хвилі можуть бути використані при проектуванні пристроїв на їх основі.

2. Отримані формули і розроблене на їх основі програмне забезпечення дозволяють швидко розраховувати критичні частоти та розподіли полів власних хвиль у СКРХ і КЧРХ.

3. Запропоновано і розроблено новий когерентний дводіпазонний ОМП на основі коаксіального турнікетного з'єднання і чотириреберної (для С-діапазону частот) та ступінчастої циліндричної (для Ku-діапазону частот) узгоджувальних структур. Його особливістю є висока технологічність та можливість високоточного виготовлення, яке можна здійснити шляхом високоточного фрезування п'яти металевих пластин. Розроблений дводіпазонний ОМП здатний забезпечити у широких робочих діапазонах частот 3,4–4,2 ГГц та 10,7–12,8 ГГц значення модуля коефіцієнта відбиття менше -31 дБ ($K_{СХН} < 1,06$), кросполяризаційної розв'язки вище 70 дБ та диференційного фазового зсуву між вихідними сигналами ортогональних лінійних поляризацій менше 1° .

4. Розроблено конструкцію компактного широкосмугового когерентного ортомодового перетворювача на основі коаксіального чотириреберного хвилеводу з коаксіальними кабелями. У результаті оптимізації складових частин такого ортомодового перетворювача та всієї конструкції досягнуто значення модуля коефіцієнта відбиття менше -24 дБ ($K_{СХН} < 1,14$) у розширеному робочому діапазоні частот 3,4–5,4 ГГц (ширина робочої смуги частот становить 45%). При рівності довжин коаксіальних кабелів цей ортомодовий перетворювач забезпечує ідеальну когерентність вихідних сигналів ортогональних лінійних поляризацій, а при різниці довжин Δl кабелів

у каналах ортогональних поляризацій диференційний фазовий зсув (у градусах) між вихідними сигналами становитиме $360 \cdot \Delta l / \lambda$, де λ — довжина хвилі на робочій частоті.

5. Результати дослідження власних хвиль у СКРХ і КЧРХ, а також розроблені широкосмугові когерентні коаксіальні ОМП можуть знайти широке застосування при розробці нових або модернізації існуючих багатодіапазонних антенних систем із двоканальним поляризаційним обробленням радіосигналів для потреб супутникових телекомунікацій, радіоелектронної розвідки, радіоастрономії та радіолокації.

Розроблені широкосмугові когерентні коаксіальні ОМП призначені для використання у складі дводіапазонних (С/Ку) двополяризаційних коаксіальних опромінювально-перетворювальних модулів рефлекторних антен земних станцій супутникових інформаційних систем. Загалом вони можуть знайти застосування у різних радіоелектронних системах із двоканальною обробкою радіосигналів довільних детермінованих поляризацій.

Особистий внесок здобувача

Основні теоретичні результати та результати числових моделювань отримані здобувачем самостійно. У [1, 2] здобувачем за допомогою МЧО та МІР із використанням системи ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрі, розв'язано крайову задачу електродинаміки для власних хвиль СКРХ.

У [3, 4] здобувачем проведено числове дослідження власних хвиль СКРХ двох конфігурацій (з ребром на внутрішній або зовнішній циліндричній поверхні) при різних співвідношеннях поперечних розмірів. Зокрема, досліджено залежності критичних хвильових чисел перших чотирьох власних хвиль від співвідношень геометричних розмірів, отримано розподіли компонент електричного поля цих хвиль і проведено оптимізацію СКРХ для забезпечення максимальної смуги частот одномодового режиму роботи.

У [5–7] здобувачем розв’язано крайову задачу для власних хвиль КЧРХ з ребрами на внутрішньому чи зовнішньому циліндрі за допомогою МЧО і МІР, а також проаналізовано їх характеристики. Досліджено залежності критичних хвильових чисел перших чотирьох вищих власних хвиль від співвідношень розмірів, отримано розподіли компонент електричного поля цих хвиль та ТЕМ-хвилі і проведено оптимізацію КЧРХ для забезпечення максимальної смуги частот одномодового режиму роботи при протифазному збудженні.

У [8–10] здобувачем розроблено новий широкосмуговий протифазний суматор/дільник потужності, який забезпечує низький коефіцієнт відбиття у смузі частот 3,4–5,4 ГГц. Основними модифікаціями широкосмугового протифазного суматора/дільника потужності, запропонованими здобувачем, є використання пари штирів та металевих циліндрів на кінцях коаксіальних зондів, що забезпечило гарне узгодження пристрою.

У [11–14] здобувачем розроблено широкосмугові когерентні ОМП на основі КЧРХ, які призначені для роботи у смузі частот 3,4–5,4 ГГц. Відносна робоча смуга частот запропонованого коаксіального ОМП становить 45%. Вона перевищує відносну робочу смугу частот ОМП представленого в [15, 16] більше ніж у 4 рази, а відносну робочу смугу частот ОМП представленого в [17] — більше ніж у 2 рази при меншому коефіцієнті відбиття.

У [18] здобувачем розроблено новий високоефективний когерентний широкосмуговий дводіапазонний ОМП для коаксіальних опромінювачів. Він забезпечує відмінні робочі характеристики і може бути відносно просто виготовлений за допомогою фрезування п’яти металевих пластин.

Апробація результатів дисертації

Результати досліджень, які викладені у дисертації, доповідались на міжнародній конференції "14-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory" (Харків, 28–30 серпня 2012 р.) [19], XI міжнародній конференції "Modern problems of radio engineering, telecommunications and computer science" (TCSET 2012) (Львів-Славське,

21–24 лютого 2012 р.) [20], 9-й міжнародній конференції "Modern Issues in Radio Engineering and Telecommunications" (Севастополь, 28–30 серпня 2013 р.) [9], VI, VII і VIII науково-технічних конференціях студентів і аспірантів "Радіоелектроніка у ХХІ столітті" (Київ, 29–30 березня 2012 р., 17–18 квітня 2013 р., 10–11 квітня 2014 р.) [10, 13, 21], 2-й і 3-й міжнародних конференціях International Scientific and Technical Conference "Radioengineering fields, signals, devices and systems" (Київ, 11–15 березня 2013 р., 10–16 березня 2014 р.) [8, 12], XI міжнародній конференції "International Conference on Antenna Theory and Techniques" (ICATT 2017) (Київ, 24–26 травня 2017 р.) [18].

Публікації

За результатами досліджень опубліковано 18 наукових праць, у тому числі 9 статей у наукових фахових виданнях (із них 4 статті у виданні України, яке включено до міжнародної наукометричної бази SCOPUS), 9 тез доповідей у збірниках матеріалів конференцій.

Структура та обсяг дисертації

Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел, який містить 111 посилань, та одного додатка. Загальний обсяг дисертації становить 202 сторінки.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД СУЧАСНИХ КОНСТРУКЦІЙ ШИРОКОСМУГОВИХ ОРТОМОДОВИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ І МЕТОДІВ ЇХ АНАЛІЗУ ТА ЗАДАЧІ ДИСЕРТАЦІЇ

1.1. Ортомодові перетворювачі на основі хвилевідних відгалужувачів

Представлений у [22] ОМП (рис. 1.1) розділяє і спрямовує вертикально та горизонтально поляризовані ЕМХ зі спільного вхідного квадратного хвилеводу у два вихідні прямокутні хвилеводи WR137. ОМП складається з відгалужувача зворотної хвилі вертикальної поляризації, дросельного східчастого переходу, двох С-подібних переходів у Н-площині, S-подібного переходу в Е-площині, Y-подібного з'єднання у Е-площині та 90° скрутки. Основою конструкції є відгалужувач зворотної хвилі вертикальної поляризації. Він складається з двосторонніх симетричних спрямованих відгалужувачів, які спрямовують ЕМХ вертикальної поляризації зі спільного вхідного квадратного хвилеводу до двох паралельних прямокутних хвилеводів. Сторона квадратного хвилеводу рівна широкій стінці прямокутних хвилеводів. У цьому випадку хвилевідні канали вертикальної та горизонтальної поляризацій мають однакові дисперсійні характеристики і можна забезпечити рівність фазових зсувів у цих каналах. У відгалужувачі використано стандартний прямокутний хвилевід WR137 для того, щоб уникнути необхідності вводити в конструкцію додаткові хвилевідні переходи та мінімізувати втрати ОМП. Внаслідок подвійної симетрії основи ОМП усі вищі типи хвиль, що збуджуються неоднорідностями у квадратному хвилеводі, є згасаючими. Два спрямовані відгалужувачі ОМП є однаковими та працюють таким же чином, як 90° хвилевідний міст. Дросельні канавки у квадратному хвилеводі складаються із п'яти симетричних хвилеводів зв'язку у горизонтальних стінках. Розділення поляризацій відбувається внаслідок того, що для вертикально поляризованої ЕМХ дросельні канавки є позамежними хвилеводами. При цьому горизонтально поляризована ЕМХ проходить через спрямований відгалужувач до вихідного порту.

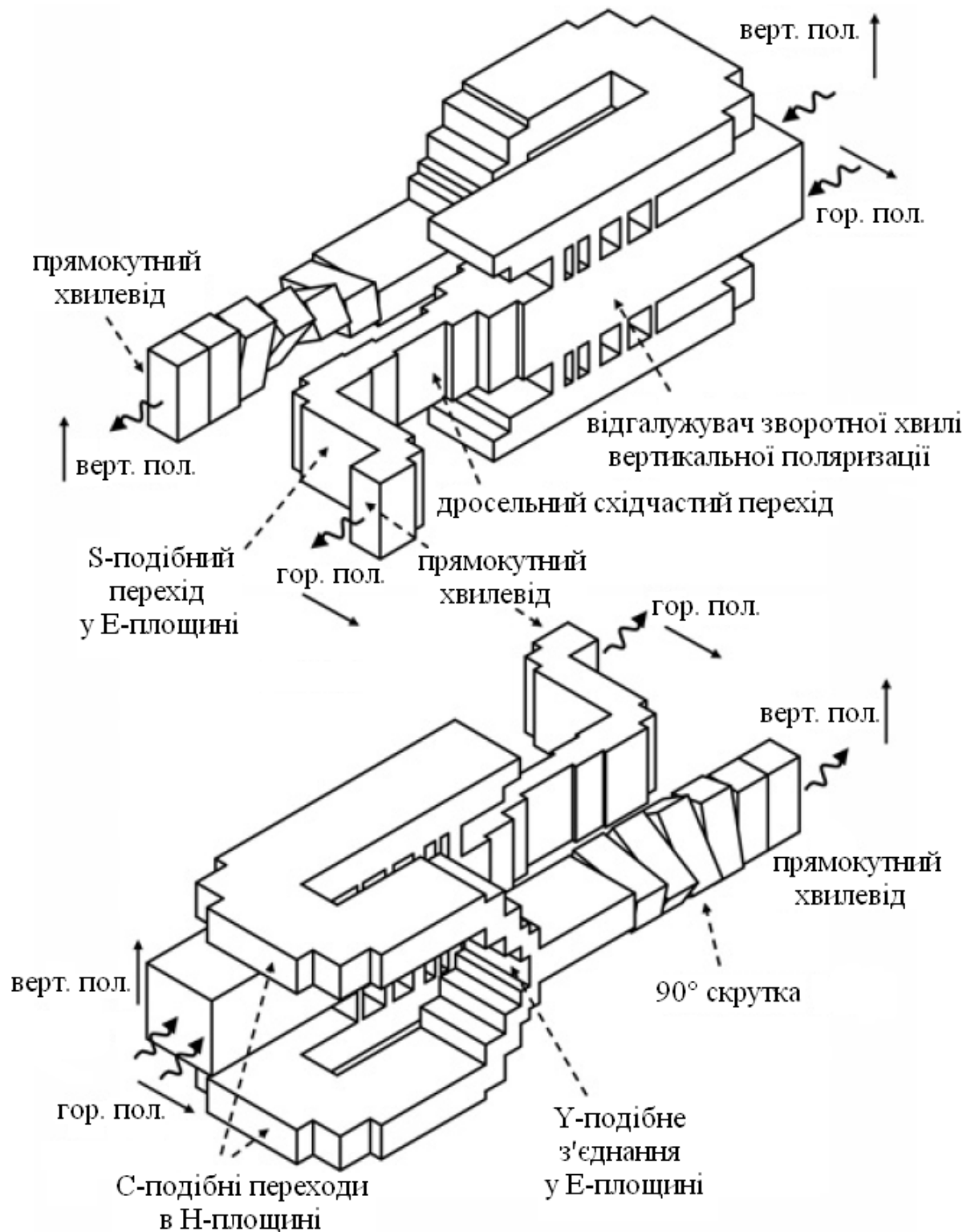


Рис. 1.1. Конструкція ОМП на основі хвильовідних відгалужувачів [22]

Автори [22] зазначають, що погіршення розв'язки розробленого ОМП спричинене в основному такими неточностями виготовлення: 1) асиметрією хвильоводів складових пристроїв, наприклад, різницею поперечних розмірів верхнього та нижнього спрямованих відгалужувачів; 2) асиметричним

механічним складанням основних хвилевідних пристроїв, наприклад, складністю складання симетричних спрямованих відгалужувачів; 3) різницею довжин двох плечей каналу вертикальної поляризації, яка спричиняє різницю фаз ЕМХ у цих плечах, що призводить до небажаного збудження вищих типів хвиль у спільному хвилеводі.

Робоча смуга частот розробленого в [22] ОМП становить 5,7–7,7 ГГц. У результаті моделювання характеристик ОМП було отримано: значення модуля коефіцієнта відбиття всіх портів менше –36 дБ, втрати менше 0,05 дБ, розв'язку вище 100 дБ. Вимірні характеристики ОМП є такими: значення коефіцієнтів відбиття всіх портів менші –30 дБ, втрати менші 0,03 дБ, розв'язку вище 66 дБ.

У [23] представлено конструкцію (рис. 1.2) і характеристики хвилевідного ОМП для 3-мм діапазону (84–116 ГГц). ОМП базується на симетричній структурі з двостороннім спрямованим відгалужувачем зворотної хвилі та складається із вхідного квадратного хвилеводу розмірами 2,54 мм × 2,54 мм та двох хвилевідних вихідних портів. У межах робочої смуги частот вихідні хвилеводи працюють в одномодовому режимі. Один із вихідних хвилеводів — це стандартний прямокутний хвилевід 3-мм діапазону WR10, який має розміри поперечного перерізу 2,54 мм × 1,27 мм, а інший — це хвилевід овального поперечного перерізу, діаметр округлення бічних стінок якого рівний висоті хвилеводу. Спрямовані відгалужувачі зворотної хвилі приєднані до спільного для ортогонально поляризованих хвиль квадратного хвилеводу і спрямовують ЕМХ однієї з поляризацій по двох протилежно розміщених прямокутних хвилеводах до широкосмугового протифазного суматора потужності — хвилевідного трійника в Е-площині. У робочій смузі частот 84–116 ГГц розроблений ОМП має такі вимірні характеристики: значення модуля коефіцієнта відбиття менше –17 дБ, КІР вище 30 дБ, розв'язку між вихідними хвилеводами із ортогонально поляризованими ЕМХ вище 50 дБ, втрати менше 0,35 дБ при кімнатній температурі. Для числового моделювання характеристик ОМП було використано програмний пакет CST Microwave Studio. Змодельовані та вимірні експериментально частотні характеристики узгоджуються.

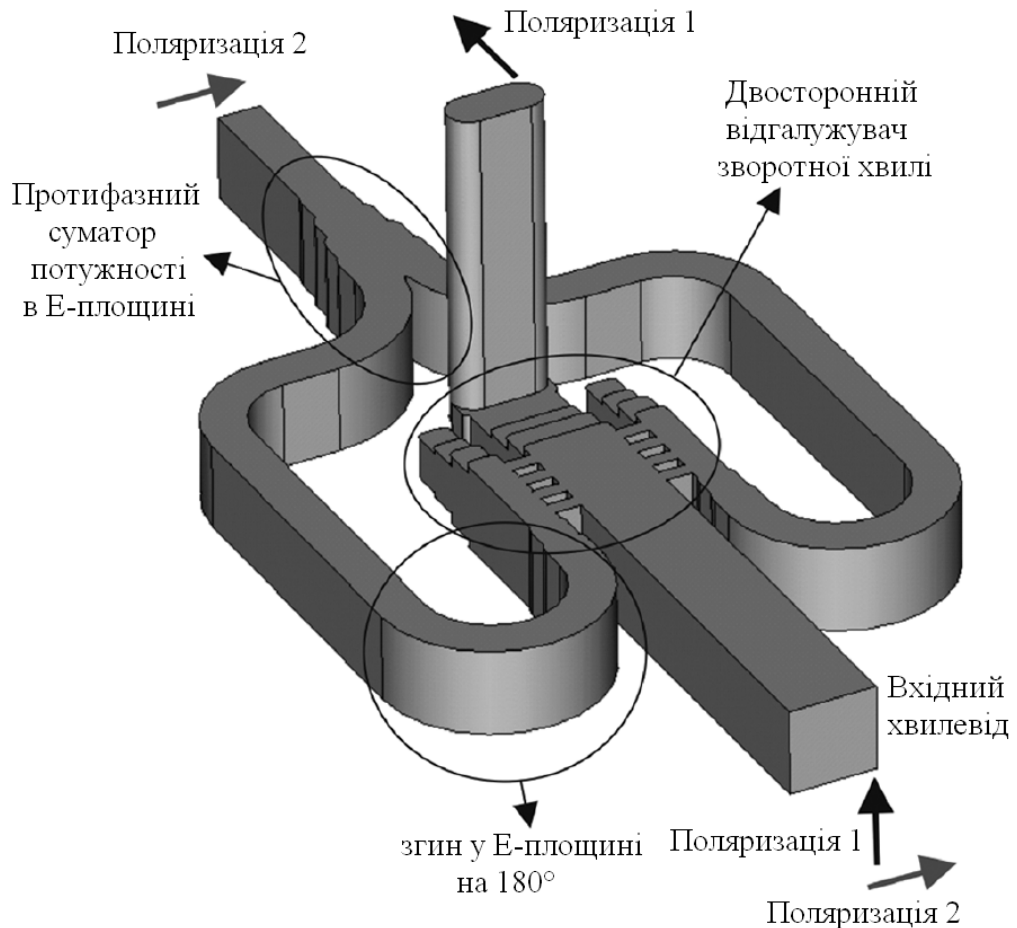


Рис. 1.2. Конструкція ОМП на основі хвилевідних відгалужувачів [23]

У [24] представлено компактний ОМП на основі Т-подібного з'єднання. Основою конструкції є спільний круглий хвилевід, сполучений із двома прямокутними хвилеводами. Висока розв'язка між портами із ортогонально поляризованими ЕМХ забезпечується симетрією структури. Використання у структурі Т-подібного з'єднання узгоджувальних неоднорідностей дозволяє забезпечити одномодовий режим роботи ОМП із гарними характеристиками.

У [25] представлено конструкцію та характеристики багаточастотного ОМП. Конструкція ОМП (рис. 1.4) базується на круглому хвилеводі, до якого приєднані прямокутні хвилеводи, розміщені ортогонально. Секції ОМП працюють на чотирьох частотах: 6,6, 10,65, 18 та 21 ГГц. Ці секції розміщені послідовно одна за одною і є круглими хвилеводами з різними розмірами поперечного перерізу. Представлено результати моделювання та вимірювання характеристик ОМП та рупорної антени, яка живиться через ОМП.

Характеристики розробленого ОМП моделювались у програмному пакеті Ansoft HFSS.

У [26] представлено конструкцію та характеристики хвилевідного ОМП із робочою смугою частот 385–500 ГГц. ОМП базується на симетричній структурі з двостороннім відгалужувачем зворотної хвилі (рис. 1.2). Вхідний хвилевід є квадратним із поперечним перерізом $0,56 \times 0,56 \text{ мм}^2$. Вихідні хвилеводи працюють в одномодовому режимі роботи. Один із вихідних хвилеводів є стандартним прямокутним хвилеводом WR2.2 із поперечним перерізом $0,56 \times 0,28 \text{ мм}^2$, а інший — овальним хвилеводом, діаметр округлення стінок якого рівний висоті бічної стінки. Конструкція ОМП була отримана методом масштабування ОМП 3-мм діапазону [23] та подальшої оптимізації.

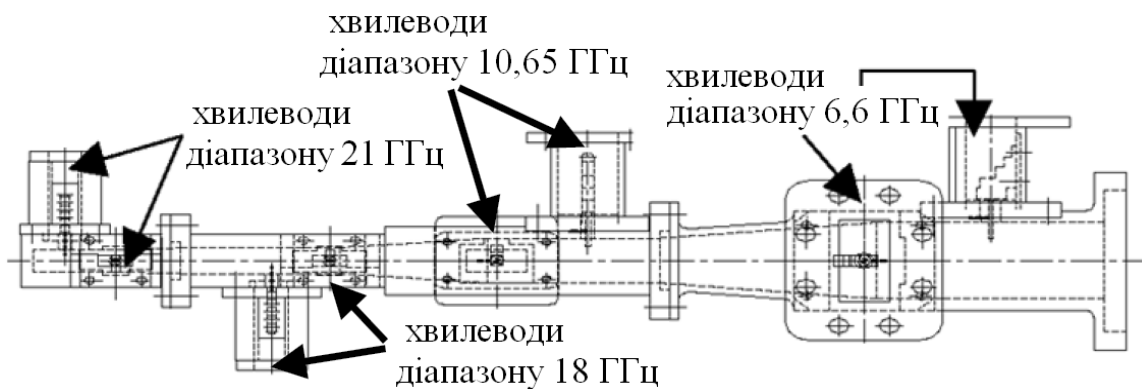


Рис. 1.4. Конструкція багаточастотного ОМП [25]

Конструкція виготовленого дослідного зразка ОМП складається із двох блоків, які були виготовлені за допомогою фрезування. Довжина вхідного квадратного хвилеводу становила 11,3 мм, довжина вихідного прямокутного хвилеводу — 10,8 мм, загальна довжина ОМП — 26,0 мм. У смузі частот 385–500 ГГц виміряне значення коефіцієнта відбиття менше -10 дБ , розв'язка між вихідними портами вища 25 дБ, КПР вища 10 дБ, втрати менші 2 дБ при кімнатній температурі для каналів обох ортогональних лінійних поляризацій. За допомогою моделювання електромагнітних процесів у структурі ОМП було проведено дослідження впливу неточностей виготовлення на характеристики ОМП. Було розроблено також дещо модифіковану конструкцію ОМП, у якій застосовано мініатюрні фланці та значно коротші хвилеводи. У новій

конструкції ОМП довжину вхідного квадратного хвилеводу було зменшено до 2 мм. Також було використано значно коротший вихідний прямокутний хвилевід, довжиною 4,8 мм. Загальну довжину ОМП було зменшено до 14,0 мм. Ця нова конструкція ОМП є менш чутливою до неточностей центрування двох блоків і здатна забезпечити значно кращі характеристики, ніж початкова конструкція ОМП.

У [27] запропоновано високоефективну електромагнітну модель ОМП, який складається з круглого хвилеводу та приєднаних до нього прямокутних хвилеводів. Переходи між хвилеводами є двосекційними. Матриці розсіювання усіх портів ОМП було розраховано за допомогою методу узгодження мод. Було проведено оптимізацію характеристик ОМП, варіюючи його геометричні розміри. Робочі смуги частот розробленого дводіапазонного ОМП становлять 10,95–12,75 ГГц та 14,0–14,5 ГГц. Змодельоване значення модуля коефіцієнта відбиття ОМП менше –25 дБ, а розв’язка вища 40 дБ.

У [28] представлено новий компактний ОМП для Ku-діапазону. За допомогою оптимізації було отримано гарні електричні та механічні характеристики ОМП. У конструкції ОМП прямокутний хвилевід з’єднаний із квадратним хвилеводом через щілину, яка формує бічний порт. Щілина зв’язку розміщена в бічній стінці прямокутного хвилеводу і вказані два хвилеводи розміщені паралельно та лежать у Н-площині вертикально поляризованої ЕМХ. Горизонтально поляризована ЕМХ передається із прямокутного хвилеводу до квадратного через хвилевідний трансформатор. Вихідний порт квадратного хвилеводу ОМП приєднується до круглого вхідного порту гофрованої рупорної антени за допомогою іншого хвилевідного трансформатора.

Розроблений у [28] ОМП має такі характеристики в робочих смугах частот 10,95–12,75 ГГц та 14,0–14,5 ГГц: значення модуля коефіцієнта відбиття менше –24 дБ, КПР та розв’язка між вхідними портами вищі 50 дБ, максимальна вхідна потужність 30 кВт, габаритні розміри $90 \times 36 \times 15$ мм³, маса 80 г.

У [29] представлено ОМП на основі квадратного хвилеводу із розмірами поперечного перерізу $9,6 \times 9,6$ мм². Квадратний хвилевід сполучений із двома

прямокутними хвильоводами за допомогою ортогональних щілин зв'язку. Моделювання та оптимізація характеристик ОМП були виконані за допомогою програмного забезпечення Wasp-Net. Результати вимірювань характеристик розробленого ОМП добре узгоджуються із результатами моделювань. Значення коефіцієнта відбиття менше -25 дБ, втрати менші $0,5$ дБ, розв'язка вища 60 дБ.

У [30] розроблено ОМП для роботи в діапазонах частот $10,95\text{--}12,75$ ГГц та $14,0\text{--}14,5$ ГГц. ОМП базується на круглому хвильоводі, який має два ступінчаті переходи до двох прямокутних хвильоводів. Параметри матриці розсіювання, коефіцієнт відбиття, КСХН, розв'язка та втрати були розраховані за допомогою програмного пакету HFSS. Значення коефіцієнта відбиття розробленого ОМП менше -15 дБ, втрати менші $0,1$ дБ, КПР вища 30 дБ.

У [31] представлено новий ОМП для кореляційних приймачів у діапазоні міліметрових хвиль. За допомогою спрямованих відгалужувачів зворотної хвилі отримано компакту конфігурацію ОМП (рис. 1.5) із високим рівнем когерентності каналів. Розроблені дослідні зразки ОМП для Ка-діапазону мають високу розв'язку та низькі значення модулів коефіцієнтів відбиття.

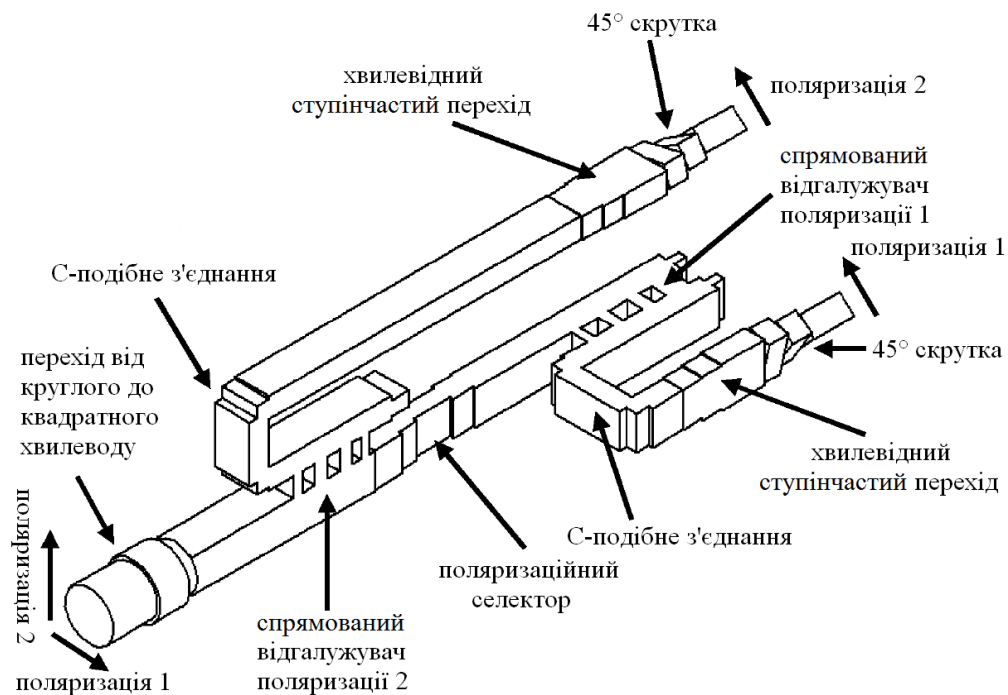


Рис. 1.5. Конструкція когерентного ОМП [31]

Вхідним хвильоводом ОМП є круглий хвильвід, який через спеціальний перехід сполучений із квадратним хвильоводом. Конструкція ОМП базується на

квадратному хвилеводі, оскільки він забезпечує меншу взаємодію вищих типів хвиль, а також зручніший з точки зору виготовлення. ЕМХ вертикальної поляризації перехоплюється із квадратного хвилеводу першим спрямованим відгалужувачем. За першим відгалужувачем у квадратному хвилеводі розміщено поляризаційний селектор у вигляді ступінчастого переходу в горизонтальній площині. Він відбиває вертикально поляризовану ЕМХ та пропускає горизонтально поляризовану до другого спрямованого відгалужувача. Особливою технічною вимогою до розробленого ОМП є рівність зсуву фаз у каналах вертикальної та горизонтальної поляризацій. Саме тому в каналі горизонтальної поляризації використано такий же спрямований відгалужувач, як у каналі вертикальної поляризації, і вихідний порт розміщено за ним, а не одразу за ступінчастим переходом. Однакові дисперсійні характеристики для каналів двох ортогональних лінійних поляризацій забезпечуються рівністю довжин широких стінок прямокутних хвилеводів та бічних стінок квадратного хвилеводу.

Для зміни напрямку поширення ЕМХ після спрямованих відгалужувачів зворотної хвилі у прямокутних хвилеводах використано С-подібні з'єднання. Після цих з'єднань розміщено хвилевідні ступінчасті переходи в Н-площині, необхідні для узгодження з хвилеводами стандартних розмірів. Оскільки вихідні прямокутні хвилеводи є ортогональними, то для отримання двох паралельних прямокутних вихідних портів використано 45° скрутки прямокутних хвилеводів. Виміряні значення модулів коефіцієнтів відбиття всіх портів у середньому становлять -30 дБ у смузі частот $30,4\text{--}33,6$ ГГц, а розв'язка є вищою 65 дБ.

У [32] розроблено дводіпазонний ОМП на основі квадратного хвилеводу, який з'єднаний із двома прямокутними хвилеводами. ОМП призначений для роботи в Ku-діапазоні. Робоча смуга частот для вертикальної поляризації становить $10,7\text{--}12,9$ ГГц, для горизонтальної поляризації — $13,1\text{--}14,7$ ГГц. У цих смугах частот значення модуля коефіцієнта відбиття менше -25 дБ, а

розв'язка перевищує 50 дБ. Спостерігається гарне узгодження числових та експериментальних результатів.

У [33] представлено новий компактний симетричний ОМП. ОМП складається з круглого хвилеводу, який сполучений із прямокутним хвилеводом та коаксіальним зондом. Вертикально поляризована ЕМХ надходить до прямокутного хвилеводу, а горизонтально поляризована — до коаксіальної лінії через зонд. Виміряні характеристики розробленого ОМП показують, що в 20% смузі частот 23–28 ГГц значення модуля коефіцієнта відбиття хвилевідного порту менше –20 дБ, а коаксіального порту — менше –10 дБ. Розв'язка портів вища 35 дБ.

Розроблений у [34] ОМП складається з хвилеводу квадратного поперечного перерізу, до якого приєднано прямокутний хвилевід. ЕМХ вертикальної поляризації надходить до прямокутного хвилеводу через щілину зв'язку. У конструкції ОМП використано вертикально розміщену закорочувальну пластину, яка відбиває ЕМХ вертикальної поляризації. Для ЕМХ горизонтальної поляризації вхідний квадратний хвилевід плавно переходить у прямокутний. Поперечні розміри квадратного хвилеводу було обрано таким чином, щоб уникнути збудження вищих типів хвиль. Розміри поперечного перерізу квадратного хвилеводу рівні $5,35 \times 5,35 \text{ мм}^2$, розміри щілини зв'язку рівні $4,4 \times 0,8 \times 0,5 \text{ мм}^3$, товщина та довжина пластини становлять 0,1 мм та 12 мм відповідно.

1.2. Ортомодові перетворювачі на основі переходу Бойфота

У [35] представлено просту конструкцію ширококутового ОМП (рис. 1.3). Його можна виготовити із двох практично ідентичних частин, що значно здешевлює конструкцію. Автори [35] детально описали конструкцію та принцип роботи розробленого ОМП, а також представили результати вимірювань характеристик ОМП. Основою конструкції ОМП є квадратний хвилевід, який містить тонку пластину. Він з'єднаний зі стандартним

прямокутним хвилеводом R-120 через перехід Чебишева та згин у Е-площині, зрізаний під кутом 45° . Перехід Чебишева складається з трьох секцій. Симетричні апертури, які розміщені в бічних стінках перед пластиною, відгалужують ЕМХ горизонтальної поляризації в бічні плечі ОМП. Кожна апертура містить два вертикальні штирі. Бічні плечі є прямокутними хвилеводами R-120, які відгалужуються від квадратного хвилеводу. Вони поступово звужуються і переходять у спільний хвилевід R-120. Таким чином, бічні плечі є згинами прямокутних хвилеводів у Е-площині із поступовим звуженням. Розроблений у [35] ОМП виготовили із двох практично однакових частин, які були з'єднані разом за допомогою гвинтів.

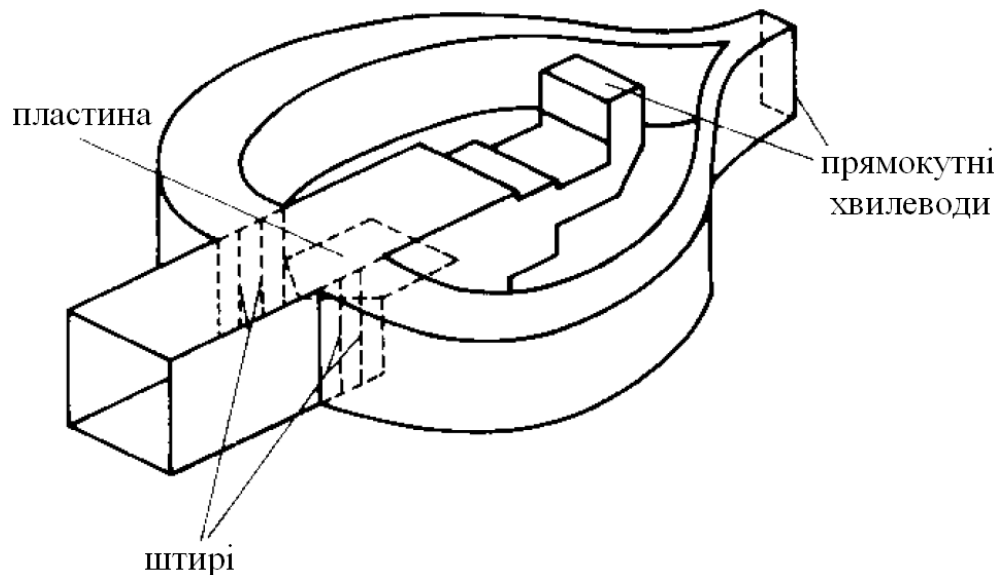


Рис. 1.3. Конструкція ОМП на основі переходу Бойфота [35]

Для основної моди вертикальної поляризації квадратного хвилеводу два бічні плеча у вигляді прямокутних хвилеводів є позамежними. Вертикальні штирі посилюють цей ефект. Вплив горизонтально розміщеної тонкої платини у основному квадратному хвилеводі є незначним для моди вертикальної поляризації, через що ця мода проходить через трансформатор Чебишева та згин у Е-площині з мінімальними втратами. ЕМХ горизонтальної поляризації розділяється на дві частини і надходить до бічних плечей ОМП. Два штирі в кожній апертурі є перпендикулярними до електричного поля у бічних плечах, що еквівалентно додатковому ємнісному навантаженню. Для горизонтально

поляризованої ЕМХ продовження квадратного хвилеводу в напрямку горизонтально розміщеної пластини є позамежним хвилеводом.

У результаті вимірювань характеристик розробленого в [35] ОМП було отримано, що в робочій смузі частот 10,0–15,0 ГГц значення модулів коефіцієнтів відбиття всіх портів менші –20 дБ, розв'язка вища 50 дБ, втрати менші 0,1 дБ для спільного квадратного порту та менші 0,25 дБ для двох бічних пліч, з'єднаних разом.

У [36] представлено широкосмуговий ОМП, розроблений на основі переходу Бойфота [35]. ОМП було розділено на дві частини, кожна з яких моделювалась окремо з метою покращення характеристик. Моделювання було виконано в програмному пакеті CST Microwave Studio. ЕМХ горизонтальної поляризації надходить до стандартного прямокутного хвилеводу WR 34 і розділяється по двох каналах за допомогою Т-подібного дільника потужності в Е-площині. Пройшовши два згини прямокутних хвилеводів у Е-площині, ЕМХ у двох бічних плечах поєднуються у спільному квадратному хвилеводі. Через симетрію конструкції у квадратному хвилеводі не збуджується мода із асиметричним розподілом поля. ЕМХ вертикальної поляризації надходить до квадратного хвилеводу із прямокутного хвилеводу WR 34 через хвилевідний перехід. Через симетрію переходу в Е-площині можуть збуджуватись лише моди вищих типів із симетричним розподілом поля. Із цієї причини робоча смуга частот ОМП може бути розширена.

Для покращення характеристик ОМП у його конструкцію введено додаткову пластину та штирі. Їх розміри та положення було отримано в результаті оптимізації. Результати моделювання показали, що розроблений у [36] ОМП має значення модуля коефіцієнта відбиття менше –15 дБ, розв'язку вищу, ніж 150 дБ (за умови ідеальної симетрії конструкції), у 46% робочій смузі частот 20–32 ГГц.

У [37] представлено конструкцію та характеристики компактного хвилевідного ОМП для двополяризаційної супутникової системи зв'язку С-діапазону. Система є дводіапазонною, тому ОМП має дві робочі смуги

частот: 3,7–4,2 ГГц та 5,925–6,425 ГГц. Структура розробленого ОМП базується на переході Бойфота [35, 36], але хвилевідні відгалужувачі виконані в Н-площині. Конструкцію ОМП виготовили за допомогою фрезерування та електроіскрового оброблення. Габаритні розміри ОМП становлять $213 \times 127 \times 149$ мм³. Вимірні характеристики ОМП є такими: значення коефіцієнтів відбиття всіх портів менші –21,5 дБ, втрати менші 0,1 дБ, розв'язка вища 45 дБ.

У [38] запропоновано високоефективну комп'ютерну модель, яка дозволяє розраховувати характеристики ОМП на основі переходу Бойфота [35, 36]. Модель створена за допомогою методу узгодження мод (в англійській літературі — Mode Matching Technique). Було проведено оптимізацію характеристик ОМП. Правильність отриманих числових результатів підтверджується результатами, отриманими за допомогою інших числових методів та експериментально.

ОМП складається із таких елементів: осьового відгалужувача, двох бічних відгалужувачів та переходу Бойфота [35, 36]. Прямокутний осьовий порт розміщено наприкінці осьового відгалуження після ступінчастого переходу та згину хвилеводу в Е-площині. Бічні відгалужувачі з'єднують два бічні порти переходу Бойфота із бічним портом ОМП.

Автори [38] зазначають, що перехід Бойфота функціонує по-різному відносно ЕМХ двох ортогональних лінійних поляризацій. Коли ЕМХ вертикальної поляризації надходить до спільного квадратного порту, то вона проходить через пластину, оскільки її площина перпендикулярна лініям напруженості електричного поля. У цьому випадку вплив пластини на розподіл поля ЕМХ є незначним. Деяка частина енергії ЕМХ надходить до бічних відгалужувачів, але поширення вертикально поляризованої ЕМХ у них стримують два поєднані ефекти. По-перше, бічні хвилеводи є позамежними для ЕМХ вертикальної поляризації, тому збуджені моди є загасаючими, що еквівалентно додатковому реактивному навантаженню для вертикально поляризованої ЕМХ, яке потрібно узгодити. По-друге, у конструкції ОМП наявні вертикальні штирі, які призначені для узгодження в місці переходу та

додаткового відбиття ЕМХ вертикальної поляризації. Положення цих штирів обрано таким чином, щоб вони лежали в площині бічних металевих стінок квадратного хвилеводу.

На поширення ЕМХ горизонтальної поляризації вертикально розміщені штирі практично не впливають, оскільки їх лише два в кожному бічному плечі ОМП, а також штирі мають незначну площу поперечного перерізу. Зі спільного квадратного порту горизонтально поляризована ЕМХ надходить до області з перегородкою та розділяється на дві ЕМХ, які надходять до бічних пліч із протилежними фазами. Спеціально підібраний профіль пластини перегородки забезпечує поділ потужності ЕМХ горизонтальної поляризації навпіл між бічними каналами і практично відсутнє проходження потужності до інших портів. Бічні відгалужувачі спрямовують ЕМХ горизонтальної поляризації до бічного порту, де вони об'єднуються через розгалужувач у Е-площині.

Основною технічною вимогою до розробленого в [38] ОМП було отримання модуля коефіцієнта відбиття менше -27 дБ одночасно у двох частотних діапазонах $12,84\text{--}13,32$ ГГц і $17,21\text{--}17,79$ ГГц. Для виконання цієї вимоги було проведено оптимізацію ОМП у неперервній смузі частот $12\text{--}18,5$ ГГц. Частотна характеристика коефіцієнта відбиття, змодельована запропонованим у [38] методом, гарно узгоджується з характеристикою, розрахованою за допомогою програмного пакету Ansoft HFSS. Результати вимірювань підтвердили, що значення модуля коефіцієнта відбиття менше -27 дБ у робочих діапазонах частот. Виміряні втрати ОМП для обох поляризацій становлять приблизно $0,15$ дБ. Виміряна розв'язка є вищою 55 дБ.

У [39] представлено широкосмуговий ОМП Ku-діапазону, призначений для застосування в супутникових системах зв'язку. Розроблений ОМП складається зі ступінчастого дворіберного хвилевідного переходу, хвилевідного розгалужувача та осьового хвилевідного переходу. Конструкція ОМП подібна до тих, які базуються на переході Бойфота [35, 36, 38], але вона не містить перегородки та штирів узгодження, які ускладнювали попередні конструкції ОМП. Для числового моделювання та оптимізації характеристик

елементів ОМП автори [39] використали метод узгодження мод і програмний пакет Ansoft HFSS.

При надходженні ЕМХ вертикальної поляризації зі спільного квадратного хвилеводу до ступінчастого двореберного хвилевідного переходу вона проходить до двореберного хвилеводу, а далі — до осьового відгалуження, яке складається зі згину в Е-площині та ступінчастого переходу. ЕМХ горизонтальної поляризації у квадратному хвилеводі не поширюється в описаній вище структурі, оскільки двореберний хвилевід є для неї поза межним. Вона розгалужується по двох бічних хвилевідних плечах і об'єднується у бічному прямокутному хвилеводі через Y-подібне з'єднання та ступінчастий перехід.

Габаритні розміри розробленого в [39] ОМП становлять $42 \times 44 \times 100$ мм³. Результати моделювання показали, що ОМП має значення коефіцієнта відбиття менше -27 дБ, розв'язку вищу 70 дБ у 35% робочій смузі частот $10,44$ – $14,93$ ГГц. Цей ОМП може бути застосований у супутникових системах зв'язку.

1.3. Ортомодові перетворювачі на основі турнікетного з'єднання

У [40] представлено результати розробки та вимірювання характеристик ОМП із робочою смугою частот 8 – 12 ГГц. Конструкція ОМП (рис. 1.6) базується на турнікетному з'єднанні, двох 90° згинах у Н-площині в кожному з чотирьох хвилевідних плечей та двох Y-подібних з'єднаннях у Е-площині. Вихідні прямокутні хвилеводи є стандартними хвилеводами WR90. Виміряне значення коефіцієнта відбиття менше -19 дБ, КПР вища 50 дБ у смузі частот $7,8$ – $12,2$ ГГц. Конструкція розробленого ОМП складається з трьох алюмінієвих блоків. Діаметр ОМП становить 203 мм, висота — 69 мм, вага — $1,2$ кг.

У [41, 42] представлено опромінювально-перетворювальний модуль, який включає в себе ОМП (рис. 1.7) та гофровану рупорну антену. Розроблена антенна система призначена для роботи на двох ортогональних колових поляризаціях у двох робочих смугах частот (приймальній та передавальній) С-діапазону. У смугах частот $3,625$ – $3,945$ ГГц і $5,850$ – $6,170$ ГГц ОМП разом із

гофрованою рупорною антеною забезпечує КПП вище 30 дБ, втрати менше 0,3 дБ, та КСХН < 1,15. Розміри розробленого в [41, 42] ОМП становлять $305 \times 305 \times 340 \text{ мм}^3$.

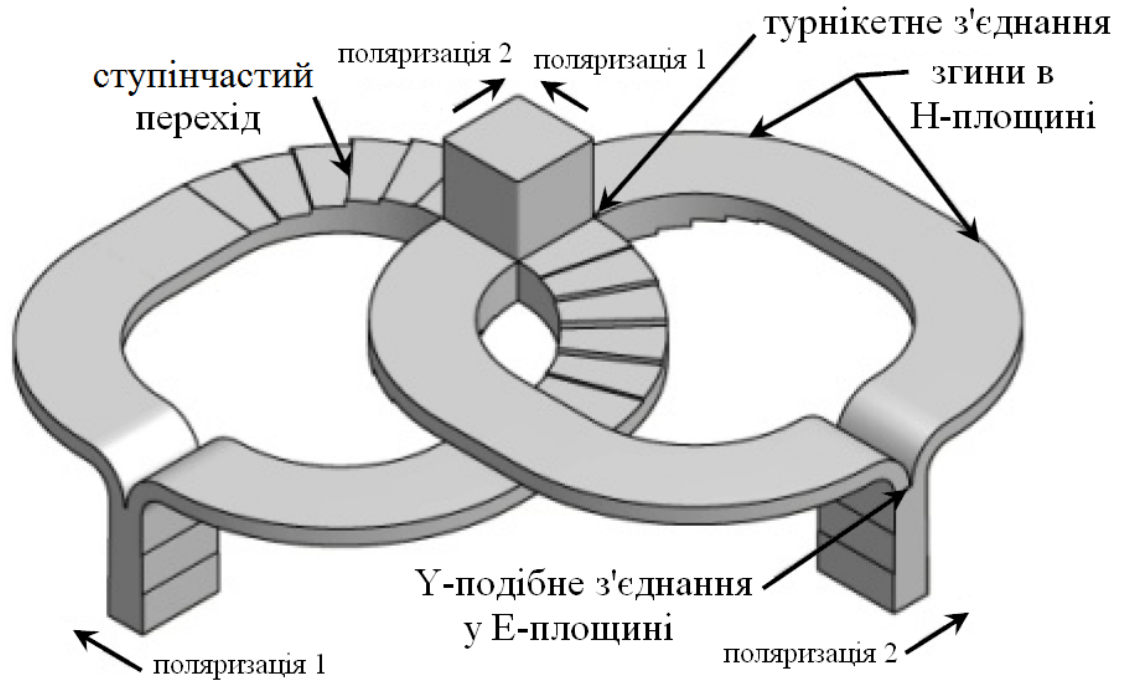


Рис. 1.6. Конструкція ОМП на основі турнікетного з'єднання [40]

У [43] представлено ОМП із 64% робочою смугою частот, призначений для роботи в С-діапазоні. Запропонована структура ОМП забезпечує таку широку смугу частот через те, що використано одноступінчате розширення чотирьох вихідних прямокутних хвилеводів, які приєднані до спільного круглого хвилеводу. Значення модуля коефіцієнта відбиття запропонованого ОМП менше -25 дБ, розв'язка між прямокутними портами вища 50 дБ, втрати менші 0,04 дБ у смузі частот 3,6–7 ГГц.

У [44] описано широкосмуговий хвилевідний ОМП мм-діапазону (рис. 1.8), який було розроблено для астрофізичних досліджень з метою поляризаційного описання мікрохвильового фону космічного випромінювання. Було виготовлено і досліджено ОМП на основі турнікетного з'єднання. Значення модуля коефіцієнта відбиття розробленого ОМП в середньому становить -22 дБ, а розв'язка вища 45 дБ у смузі частот 75–110 ГГц.

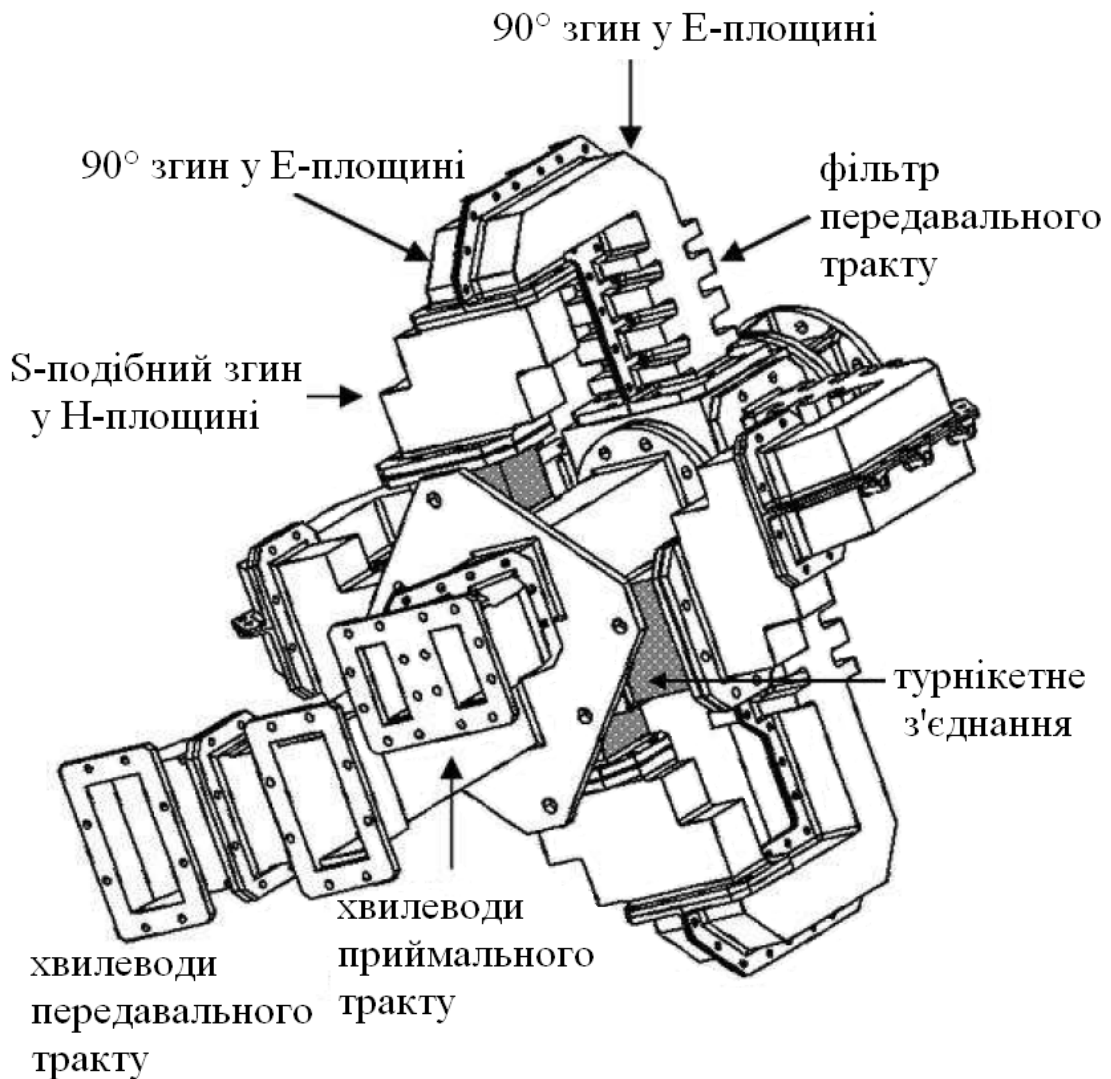


Рис. 1.7. Двополяризаційний приймально-передавальний опромінювально-перетворювальний модуль С-діапазону [41, 42]

Представлений у [44] ОМП має круглий хвильвідний вхід та два виходи на основі прямокутних хвильоводів (рис. 1.8). Для розділення ЕМХ ортогональних поляризацій використано турнікетне з'єднання, яке забезпечує широкосмугове узгодження та високу розв'язку. Конструкція ОМП відрізняється від аналогів оптимізованим турнікетним з'єднанням, новим типом Y-подібного з'єднання та новим топологічним типом просторового з'єднання хвильоводів. У області турнікетного переходу дві ортогональні моди типу TE_{11} із вхідного круглого хвильоводу перетворюються у дві пари мод типу TE_{10} прямокутних хвильвідних виходів за допомогою узгоджувального елемента, який складається із двох співвісних металевих циліндрів. У конструкції ОМП із турнікетним з'єднанням,

представленій у [45], було використано пірамідальний узгоджувальний елемент і значення модуля коефіцієнта відбиття становило менше -15 дБ. Автори [46] запропонували узгоджувальний елемент у вигляді квадратної призми. Значення модуля коефіцієнта відбиття при цьому становило менше -23 дБ.

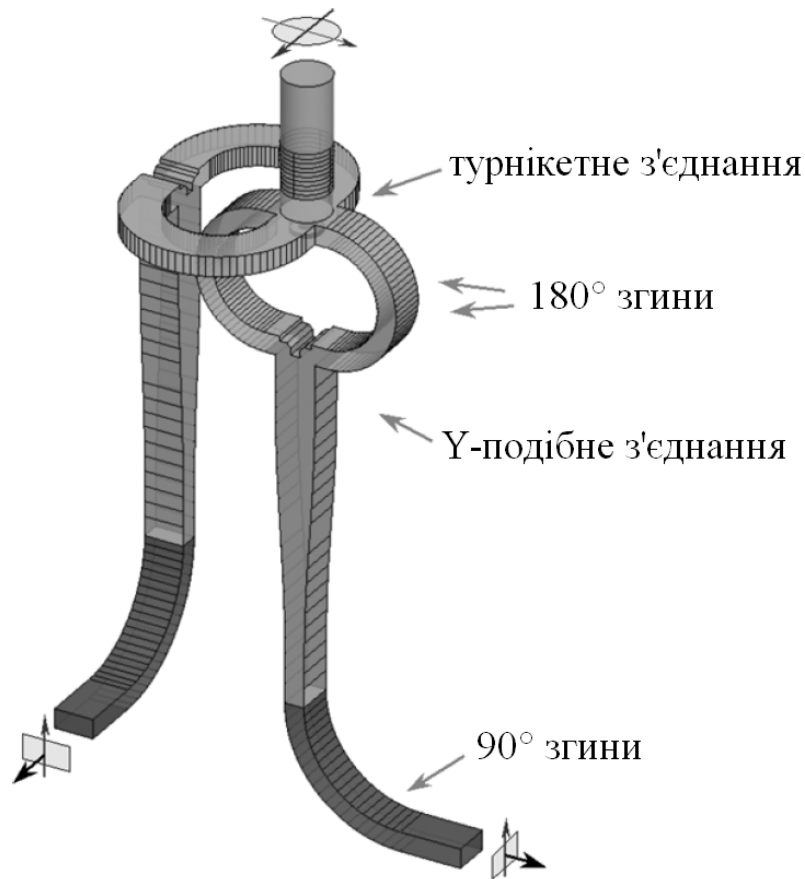


Рис. 1.8. Конструкція ОМП мм-діапазону на основі турнікетного з'єднання [44]

Автори [44] зазначають, що запропонований ними узгоджувальний елемент, який складається із двох співвісних металевих циліндрів, забезпечує гарну характеристику узгодження. Розраховане значення модуля коефіцієнта відбиття становить у середньому -35 дБ у смузі частот $75\text{--}110$ ГГц, що є меншим на 10 дБ за значення модуля коефіцієнта відбиття аналогів [45, 46].

У конструкції ОМП [44], на відміну від аналогічних конструкцій [46], використано згини хвилеводів у Е- та Н-площині. Таке рішення робить конструкцію ОМП компактною, полегшує виготовлення та виключає перекриття хвилеводів. Значення коефіцієнтів відбиття представлених згинів

хвилеводів у Е- та Н-площині є меншими за -50 дБ. Характеристики розробленого ОМП моделювались у програмному пакеті Ansoft HFSS.

У [45] представлено ультратонкий широкосмуговий хвилевідний ОМП для опромінювача рефлекторної антени. Цей ОМП складається з турнікетного з'єднання з металевим пірамідальним елементом узгодження, переходу від круглого до квадратного хвилеводу та тонких об'єднувачів. Моделювання характеристик ОМП було виконано у програмному пакеті Ansoft HFSS. Результати розрахунків та вимірювань добре узгоджуються. ОМП розроблений для Ku-діапазону, його робоча смуга частот становить 11–14,9 ГГц. КСХН ОМП не перевищує 1,18, розв'язка між портами є вищою за 40 дБ. Загальна висота розробленого ОМП дорівнює 20,2 мм.

У [46] описано ОМП із вхідним круглим хвилеводом та двома прямокутними вихідними хвилеводами. Розроблений ОМП (рис. 1.9) включає в себе турнікетне з'єднання та два Е-трійники. Для покращення характеристики узгодження турнікетного з'єднання використано квадратну узгоджувальну призму. Автори [46] провели оптимізацію структури ОМП за допомогою програмного пакету CST Microwave Studio. Конструкцію ОМП виготовили, розділивши структуру на чотири блоки, які стикуються вздовж осі круглого хвилеводу. Це дозволяє розщепити всі прямокутні хвилеводи вздовж їхніх широких стінок. Попарно стиковані блоки були скріплені болтами. Після цього були вирізані хвилевідні схеми одночасно у двох блоках пари за допомогою фрезерного верстата, який керувався комп'ютером. Квадратна узгоджувальна призма по центру турнікетного з'єднання розщеплена на чотири ідентичні частини, які виготовлялись разом із прямокутними хвилеводами. Вхідний круглий хвилевід вирізався після того, як усі чотири блоки були скріплені разом.

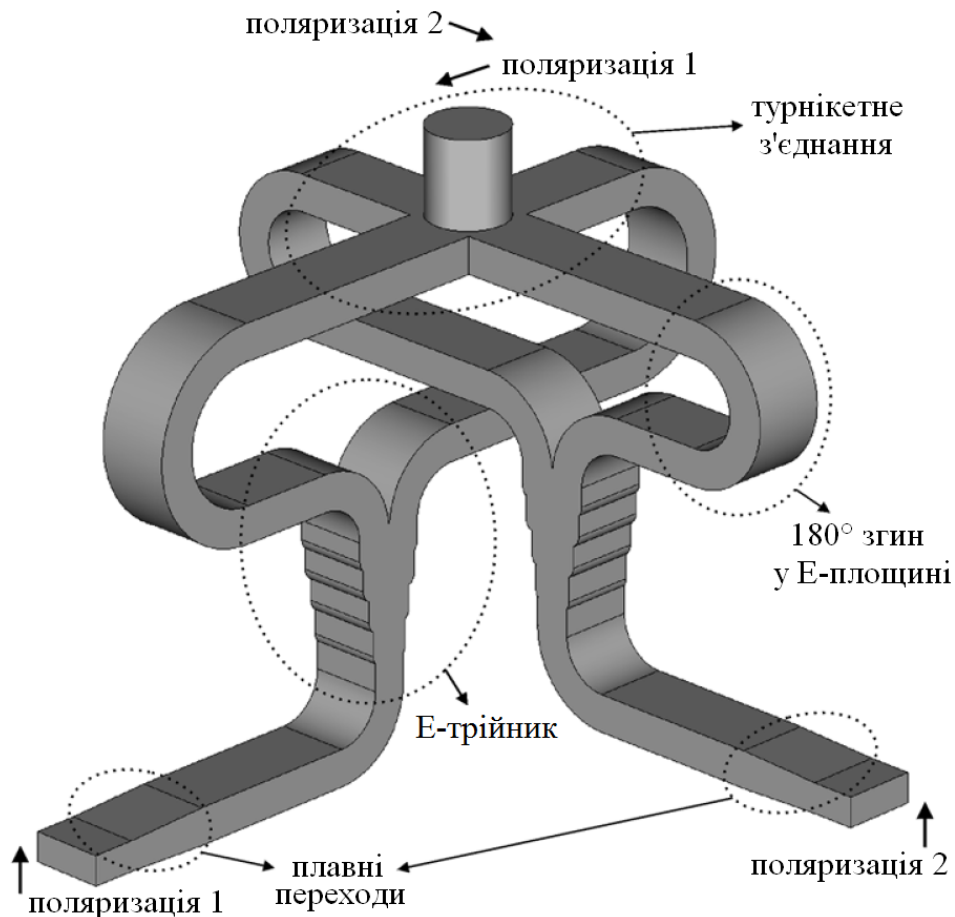


Рис. 1.9. Конструкція ОМП на основі турнікетного з'єднання [46]

Для оцінки погіршення характеристик ОМП, які викликані неточностями виготовлення, автори [46] провели числові моделювання при відхиленнях розмірів на 0,13 мм. Було перевірено чотири випадки: 1) 0,13-мм різниця довжин протилежних хвилевідних плечей між турнікетним з'єднанням і суматором потужності; 2) узгоджувальна призма зависока на 0,13 мм; 3) круглий хвилевід зміщено на 0,13 мм від спільної осі чотирьох блоків; 4) половина узгоджувальної призми зависока на 0,13 мм (призма умовно поділена уздовж площини стику двох пар блоків). У результаті моделювання отримано, що найбільші погіршення характеристик передачі та КПР ОМП викликані розбалансуванням довжин протилежних хвилевідних плечей. Збільшення їх довжини на 0,13 мм спричиняє появу набору резонансних відхилень на 0,1–0,5 дБ шириною 0,7 ГГц на характеристиці передачі ОМП. Це спричинено відбиттям ЕМХ від Е-трійника у випадку порушення протифазності. Резонанси з'являються на тих частотах, на яких різниця довжин

плечей дорівнює цілому числу половин довжин хвиль у прямокутних хвилеводах. Моделювання характеристик ОМП підтверджує, що чим довші плечі, тим щільніше розміщуються резонанси за частотою. При збільшенні різниці довжин пліч Е-трійника збільшується значення резонансних відхилень. Збільшення втрат у хвилеводах призводить до того, що резонансні відхилення стають меншими та ширшими. Поза резонансами збільшення різниці довжин пліч збільшує втрати лише на 0,03 дБ відносно їх значення при рівних довжинах пліч. На вимірних характеристиках передачі виготовленого ОМП К-діапазону не спостерігається вказаних резонансних відхилень, оскільки їх неточності виготовлення є значно меншими за 0,13 мм.

Збільшення висоти квадратної узгоджувальної призми на 0,13 мм призводить до незначного збільшення втрат. Збільшення висоти половини узгоджувальної призми також незначно збільшує втрати та додатково вносить декілька вузьких резонансних відхилень у частотну характеристику коефіцієнта передачі. Зміщення осі круглого хвилеводу на 0,13 мм відносно спільної осі чотирьох блоків спричиняє появу кількох резонансних відхилень на 0,1–0,4 дБ у верхній частині робочої смуги частот.

Автори [46] зазначають, що поява усіх вищезазначених відхилень характеристик ОМП, які викликані неточностями виготовлення, не спричиняє їх значного погіршення. У середньому значення модуля коефіцієнта передачі становить $-0,2$ дБ, а його пікові значення при резонансах є більшими за $-0,7$ дБ. Частоти появи резонансних відхилень у характеристиці коефіцієнта передачі співпадають із частотами появи піків на характеристиці КПР, які є більшими 37 дБ (при цьому розв'язка на частотах поза резонансами перевищує 50 дБ).

На основі представленого у [46] ОМП для К-діапазону можуть бути розроблені ОМП міліметрового діапазону. У середньому втрати ОМП становлять 0,15 дБ у робочій смузі частот 18–26 ГГц. Значення модуля коефіцієнта відбиття менше -19 дБ, а КПР перевищує 48 дБ.

У [47, 48] представлено конструкцію широкосмугового ОМП із інтегрованим спрямованим відгалужувачем для радіоастрономічних

застосувань у частотній смузі 900–1760 МГц. Секція живлення ОМП містить два ортогональні диполі, розміщені приблизно за чверть довжини хвилі від закорочувальної стінки. Для зменшення зміни імпедансу диполів у широкій смузі частот вони мають конічну форму. Було проведено оптимізацію ОМП за допомогою програмного пакету FEKO. Для спрощення процесу оптимізації два канали з ортогональними поляризаціями моделювались окремо один від одного. Значення коефіцієнта відбиття розробленого ОМП менше -20 дБ.

У [49] запропоновано новий тип конструкції ОМП на основі турнікетного з'єднання (рис. 1.10), у якому відсутні перетини вихідних каналів. Структура базується на турнікетному з'єднанні та двох подвійних хвилевідних трійниках, призначених для розгалуження ЕМХ ортогональних поляризацій. Розроблено ОМП для роботи в Ku-діапазоні. У результаті моделювання ОМП було отримано наступні характеристики: значення коефіцієнта відбиття менше -10 дБ, втрати менші $0,6$ дБ, розв'язка вища 60 дБ у смузі частот $11,1$ – $13,3$ ГГц.

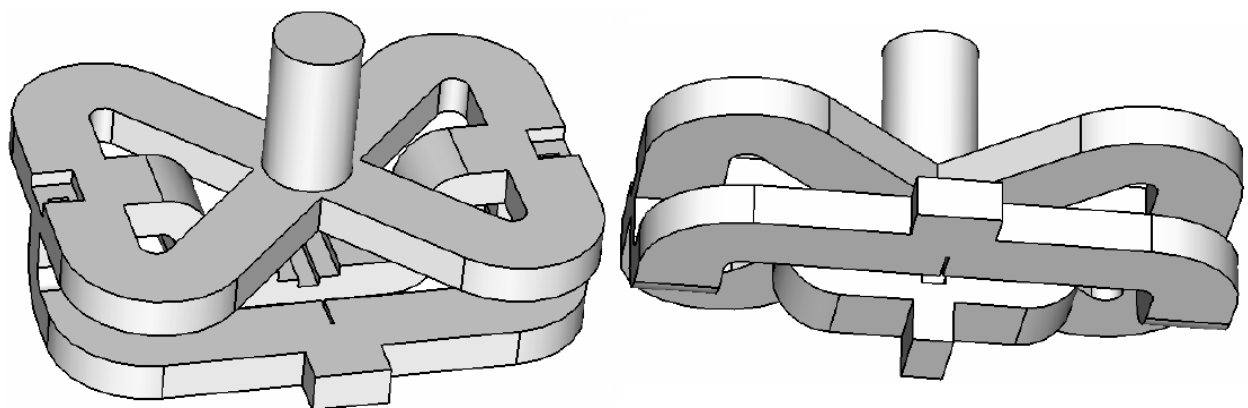


Рис. 1.10. Конструкція ОМП на основі турнікетного з'єднання та двох подвійних хвилевідних трійників [49]

У [50] представлено результати розробки та вимірювання характеристик ОМП для K-діапазону. ОМП складається зі вхідного круглого хвилеводу, чотирьох коаксіальних ліній зв'язку та двох вихідних прямокутних хвилеводів (рис. 1.11). Проведені авторами [50] вимірювання показали, що в смузі частот 18 – 26 ГГц значення модуля коефіцієнта відбиття менше -15 дБ ($KСХН < 1,4$), КПР варіюється в межах 20 – 40 дБ, втрати в середньому становлять $0,4$ дБ.

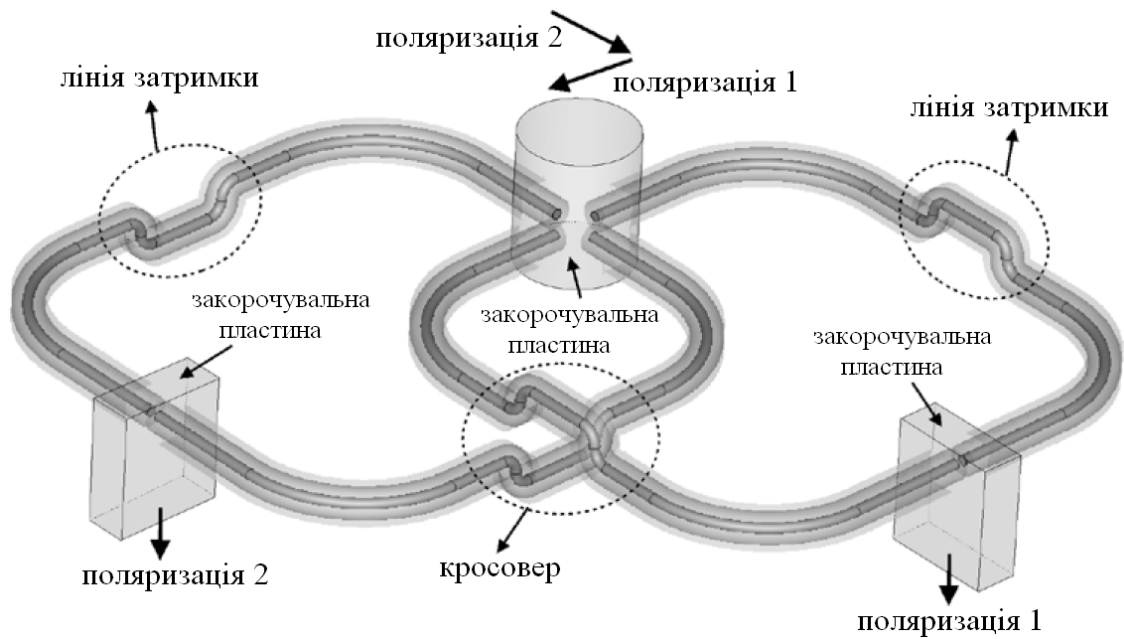


Рис. 1.11. Розроблений у [50] ОМП

У [51] описано ОМП, у конструкції якого використано турнікетне з'єднання та два Т-подібні об'єднувачі потужності (рис. 1.9). Автори [51] виготовили та провели вимірювання характеристик ОМП для Х-діапазону. У смузі частот 9,2–12,4 ГГц значення модуля коефіцієнта відбиття ОМП менше –18,5 дБ, втрати у середньому становлять 0,2 дБ, КПР вища 35 дБ, розв'язка між каналами вертикальної та горизонтальної поляризацій перевищує 36 дБ.

1.4. Планарні ортомодові перетворювачі

У [52] представлено конструкцію та результати вимірювання характеристик компактного планарного ОМП для С-діапазону. ОМП включає в себе чотири прямокутні зонди, які розміщені ортогонально у круглому хвилеводі. Виміряні характеристики ОМП добре узгоджуються з результатами моделювань. У робочій смузі частот ОМП 4,64–7,05 ГГц значення модуля коефіцієнта відбиття у середньому становить –20 дБ, КПР вища 58 дБ, різниця втрат у каналах ортогональних поляризацій не перевищує 0,18 дБ.

У статті [53] представлено новий тип компактних ОМП, які використовують цифрове калібрування для синтезу ЕМХ із необхідною поляризацією. Представлений ОМП має високу розв'язку при мінімальних розмірах та масі. Представлений тип цифрового ОМП може складатися із

довільного числа планарних зондів, розміщених у круглому хвилеводі, кожен із яких приєднано до незалежної системи приймачів. Це дозволяє забезпечити високу стабільність комплексного коефіцієнта підсилення. Вимірювання двох дослідних зразків розроблених ОМП, один із яких містить три зонди, а інший — чотири, продемонстрували, що КПП є вищою за 50 дБ, а коефіцієнт еліптичності для колової поляризації не перевищує 0,2 дБ при змінах температури на $\pm 5^\circ\text{C}$.

У [54, 55] представлено планарний ОМП на основі хвилеводу, інтегрованого в підкладку плати. Чотири плеча турнікетного з'єднання замінені планарним хвилеводом, оскільки вони еквівалентні прямокутним хвилеводам у ОМП на основі турнікетного з'єднання. Спільний квадратний хвилевід розміщено згори плечей планарних хвилеводів. Така конструкція дозволяє отримати ультра-тонке турнікетне з'єднання. Моделювання характеристик ОМП було проведено в програмному пакеті Ansoft HFSS. Результати моделювань добре узгоджуються із результатами вимірювань. Розроблений ОМП призначений для роботи в смузі частот 3,4–4,2 ГГц. Виміряне значення модуля коефіцієнта відбиття менше -15 дБ, розв'язка перевищує 30 дБ.

У [56] представлено компактний планарний ОМП на основі хвилеводу, інтегрованого в підкладку плати. Ортогональні ЕМХ надходять зі спільного квадратного хвилеводу та передаються до чотирьох планарних ліній передачі через чотири широкі щілини, розміщені на поперечній стінці квадратного хвилеводу. Протифазні ЕМХ з протилежних пар щілин об'єднуються за допомогою планарних конструкцій. Розроблений ОМП є досить компактним та забезпечує низькі втрати. Було виготовлено ОМП для роботи в 1 ГГц смузі з центральною частотою 30 ГГц. Виміряне значення коефіцієнта відбиття менше -10 дБ, розв'язка вища 24 дБ. Розміри ОМП становлять $1,1 \times 20,9 \times 20,7$ мм³.

Представлений у [57] планарний ОМП включає в себе мікросмужкові конфігурації, які розділяють дві ортогонально поляризовані ЕМХ зі спільного квадратного хвилеводу. Одна мікросмужкова лінія живиться через 180° мостове з'єднання, яке у свою чергу живиться від двох зондів. Друга мікросмужкова

лінія живиться напряду від третього зонда. Експериментальні дослідні зразки ОМП мають розв'язку, яка варіюється від 30 до 40 дБ у міліметровому діапазоні частот.

У [58] представлено конструкцію та результати вимірювання характеристик планарного ОМП для L-діапазону. ОМП складається з чотирьох зондів, симетрично розміщених у круглому хвилеводі, та двох ширококутових мостових з'єднань, які є зустрічно увімкнутими переходами від щілинної до мікросмужкової лінії. Кожна пара протилежно розміщених зондів приєднана через мостове з'єднання до мікросмужки з хвильовим опором 50 Ом. У результаті вимірювань було отримано, що в смузі частот 1,2–1,9 ГГц значення модуля коефіцієнта відбиття ОМП менше –18 дБ, значення КІР вище 35 дБ.

1.5. Ортомодові перетворювачі на основі чотириреберних хвилеводів

У [59] представлено новий діагональний чотириреберний компактний ОМП (рис. 1.12), який у поєднанні з 90° диференційною фазовою секцією слугує для прийому ЕМХ колової поляризації. Було виготовлено та перевірено дослідні зразки ОМП для X-діапазону, робоча смуга яких становить 8–12 ГГц. Характеристики виготовлених зразків ОМП зі значним запасом перевершують технічні вимоги. Вхідним хвилеводом ОМП є квадратний хвилевід із поперечним перерізом 24 мм 24мм. Загалом довжина ОМП становить 155,5 мм. Умовно конструкцію розробленого ОМП можна розділити на дві секції — перехід від квадратного хвилеводу до чотириреберного хвилеводу (ЧРХ) зі зрізаними краями ребер і переходу від ЧРХ до коаксіальних ліній передачі. Моделювання ОМП було проведено в програмному пакеті Ansoft HFSS. Спостерігається кореляція між результатами моделювань та вимірювань. Певні відхилення у вимірних частотних характеристиках спричинені реактивною складовою опору SMA переходів та неточностями виготовлення ОМП. Вимірне значення модуля коефіцієнта відбиття менше –17,5 дБ у смузі частот 8–12 ГГц, що перевершує технічні вимоги –15 дБ на 2,5 дБ. Виміряна розв'язка між портами ОМП вища 35 дБ.

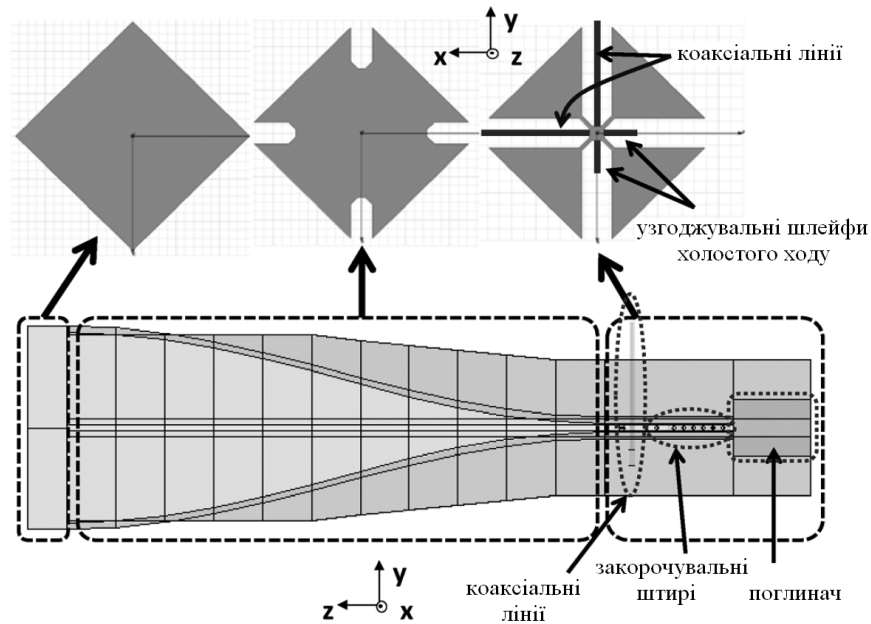


Рис. 1.12. Конструкція ОМП на основі діагонального ЧРХ [59]

У [60] представлено конструкцію та характеристики ОМП на основі ЧРХ, який призначений для застосування в радіотелескопі у L-діапазоні. Порівняно з іншими ОМП подібної конструкції розроблений ОМП має меншу довжину. Результати вимірювань характеристик ОМП узгоджуються з результатами моделювань. Моделювання характеристик ОМП було проведено в програмному пакеті Ansoft HFSS. Результати моделювання показали, що значення КПР вище 25 дБ, а значення коефіцієнта відбиття менше -15 дБ у смузі частот із коефіцієнтом перекриття 2,2:1. Результати вимірювань підтвердили, що розроблений ОМП має вказані характеристики.

У [61] представлено ОМП для L-діапазону (рис. 1.13). ОМП складається з квадратного ЧРХ та чотирьох трикутних однореберних хвилеводів. Для оцінки критичних частот та характеристичних опорів указаних хвилеводів було проведено числовий аналіз їх характеристик при різних розмірах. На основі числових моделювань було отримано оптимальну структуру переходу для ОМП із низькою критичною частотою та специфічною зміною характеристичного імпедансу. Хвилевідний перехід має відносно малі розміри, у його конструкції відсутні хвилевідні відгалуження. Забезпечується гарне узгодження імпедансу з 50-Омною коаксіальною лінією передачі. Крім цього було використано ребристі переходи для мінімізації характеристики відбиття

ОМП. Розміри поперечного перерізу ОМП було зменшено до 62% квадратного хвилеводу без ребер. Загальна довжина ОМП становить 56 см, що дорівнює 2,24 довжини хвилі на центральній частоті робочої смуги 1,2 ГГц.

Оптимізація характеристик представленого в [61] ОМП була виконана за допомогою програмного пакету Ansoft HFSS у частотній смузі 0,8–1,8 ГГц. Після оптимізації було виготовлено дослідний зразок ОМП. Результати вимірювань показали, що значення КПР є вищим за 40 дБ, а значення модуля коефіцієнта відбиття менше -15 дБ у робочій смузі частот 1,0–1,4 ГГц.

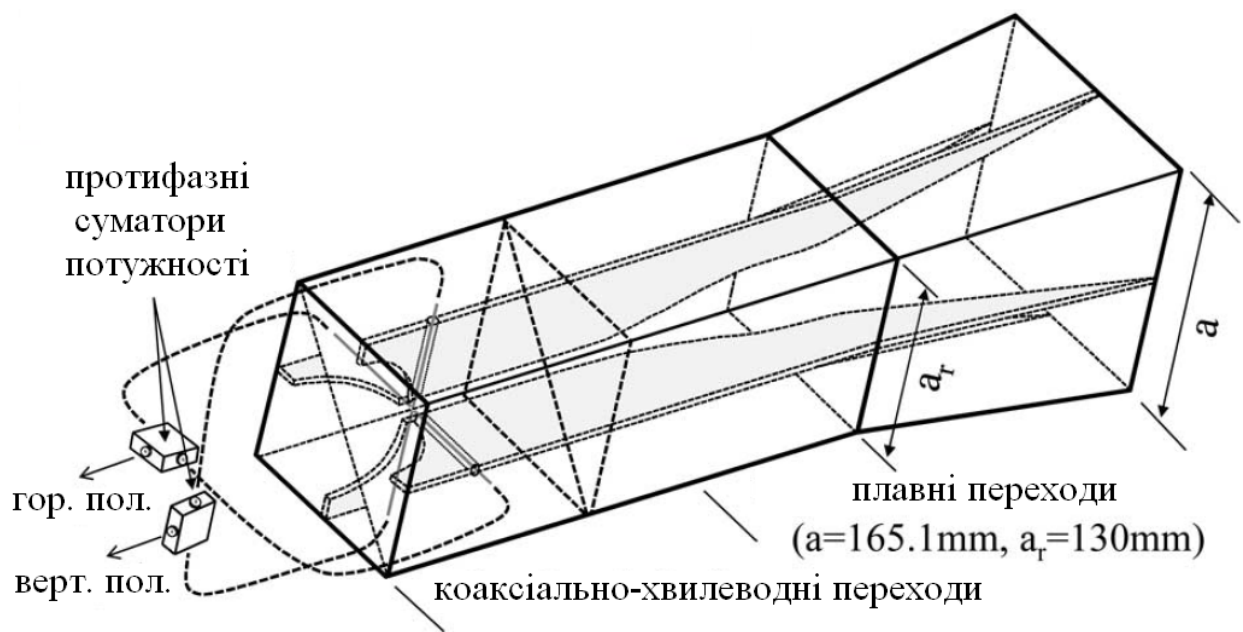


Рис. 1.13. Конструкція ОМП на основі ЧРХ [61]

У [62] представлено ОМП відносно малих розмірів на основі ЧРХ, який призначений для застосування в радіотелескопі в С-діапазоні. Початкова конструкція ОМП складалася із секції, де поступово збільшується висота ребер, коаксіально-хвилеводного переходу та узгоджувального резонатора. Вказана секція є плавним переходом від квадратного хвилеводу до ЧРХ, який має ширшу смугу частот одномодового режиму роботи. У коаксіально-хвилеводному переході енергія ЕМХ, паралельно поляризованої до одного із зондів, передається на відповідний коаксіальний вихід. Узгоджувальний резонатор призначений для мінімізації коефіцієнта відбиття. Моделювання характеристик початкової конфігурації ОМП показало, що внаслідок

неоднорідностей структури узгоджувальної порожнини ОМП виникають резонанси вищих типів хвиль. В області резонансних частот значно погіршується узгодження. Тому замість узгоджувального резонатора в конструкцію ОМП було додано закорочувальні штирі та пластину із поглинаючого матеріалу.

Моделювання характеристик представленого в [62] ОМП було проведено у двох програмних пакетах — Ansoft HFSS і CST Microwave Studio. Отримані результати добре узгоджуються. Автори [62] провели аналіз зміни частотної характеристики коефіцієнт відбиття від неточностей виготовлення і показали, що при неточностях $\pm 0,1$ мм значення коефіцієнта відбиття погіршується в середньому на 2–3 дБ. Розроблений ОМП має такі характеристики у робочій смузі частот 4,5–7 ГГц: значення модуля коефіцієнта відбиття менше –25 дБ, втрати менші 0,09 дБ, КІР вища 32 дБ. Загальна довжина розробленого ОМП становить 2,84 довжини хвилі у хвилеводі.

У [63, 64] представлено результати розробки та вимірювання характеристик офсетного ОМП на основі ЧРХ (рис. 1.14). Автори [63, 64] зазначають, що спільною проблемою для існуючих конструкцій ОМП на основі ЧРХ є незначна смуга частот одномодового режиму роботи при малому зазорі між ребрами, що спричинено необхідністю узгодження з коаксіальними лініями передачі. Асиметрія розміщення коаксіальних ліній внаслідок неточностей виготовлення призводить до небажаного збудження вищих типів хвиль у області з малим зазором між ребрами. У області, де зазор між ребрами починає збільшуватись, критична частота ЕМХ вищих типів зростає і вони поширюються до тієї точки, де ЧРХ стає для них поза межним. Після цієї точки вищі моди згасають, внаслідок чого виникають резонансні явища у просторі між коаксіальними лініями та критичною точкою. Ці резонанси погіршують характеристики ОМП на частотах свого виникнення. Для їх усунення потрібно або використовувати ребра спеціального профілю для створення поза межного режиму, що є дуже складним для широкосмугових структур, або повністю подавляти їх, наприклад використовуючи поглинаючі матеріали.

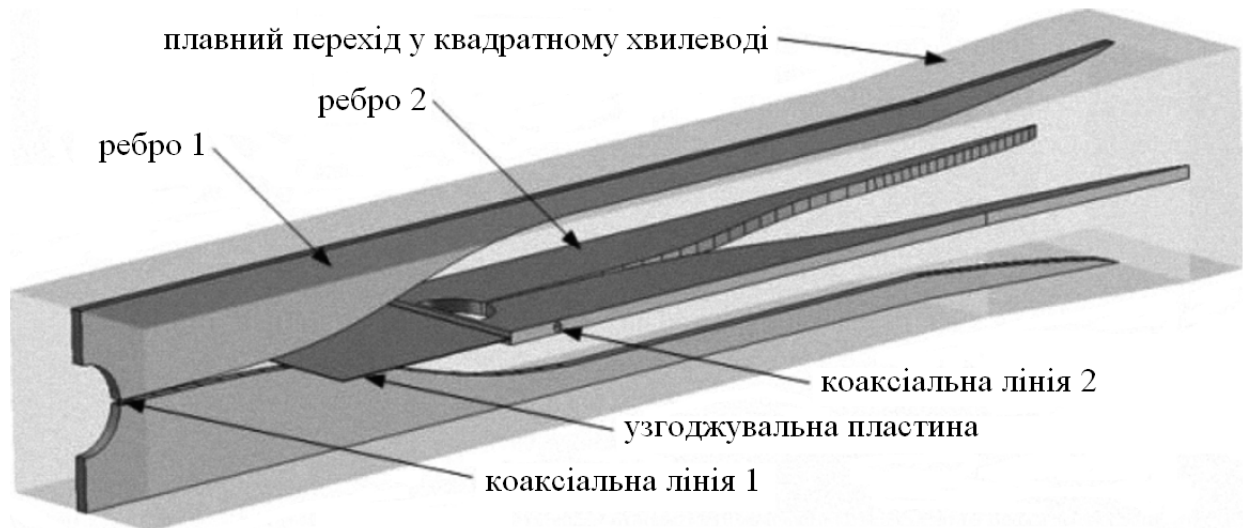


Рис. 1.14. Конструкція офсетного ОМП на основі ЧРХ [63, 64]

У [63, 64] запропоновано рішення вищезазначеної проблеми придушення вищих типів хвиль у ОМП на основі ЧРХ, використовуючи зміщені пари перпендикулярних ребер. Це дозволяє значно розширити смугу частот одномодового режиму роботи. Через зміщення однієї пари ребер відносно іншої у структурі ОМП відсутня область із низьким імпедансом. Замість цього виникають дві області на основі двох двореберних хвилеводів, які формують ЧРХ із високим імпедансом, що призводить до розширення смуги частот одномодового режиму роботи. Хоча така конструкція ОМП є довшою за інші ОМП на основі ЧРХ, але її значно легше виготовити. Вимірювання характеристик розробленого ОМП показали, що в робочій смузі частот 2,4–4 ГГц значення коефіцієнта відбиття менше -20 дБ для обох ортогональних лінійних поляризацій, а КПР вища 40 дБ у 90% робочої смуги частот.

Представлений у [65] ОМП складається з трьох основних частин: стрибкоподібного переходу від круглого до квадратного хвилеводу, плавного переходу від квадратного хвилеводу до ЧРХ, переходу від ЧРХ до двох коаксіальних ліній. Результати вимірювань показують, що в смузі частот 2–4 ГГц значення модуля коефіцієнта відбиття виготовленого ОМП менше $-21,4$ дБ, втрати менші 0,22 дБ при кімнатній температурі, розв'язка між коаксіальними портами вища 39 дБ.

У [66] представлено нові конструкції ультраширокопосмугових ОМП та чотириреберної рупорної антени на його основі (рис. 1.15). ОМП складається з круглого ЧРХ, двох коаксіальних ліній, розміщених у двох ребрах, та узгоджувального резонатора. Робоча смуга частот ОМП та антени становить 1–15 ГГц. У межах цієї смуги КСХН ОМП є меншим за 1,8, розв'язка між портами із ортогональними лінійними поляризаціями є вищою за 40 дБ.

У [67] розроблено ОМП на основі ЧРХ для L-діапазону (1,25–1,75 ГГц). ЧРХ навантажено на закорочувальні штирі, розміщені у двох перпендикулярних площинах, що дозволяє уникнути збудження мод вищих типів. ОМП складається з трьох основних частин: переходу від круглого хвилеводу до квадратного, переходу від квадратного хвилеводу до ЧРХ, переходу від ЧРХ до двох коаксіальних ліній. Загальна довжина ОМП становить 90 см. У робочій смузі частот виміряне значення коефіцієнта відбиття менше -20 дБ, втрати менші 0,2 дБ, КПР вища 25 дБ і в середньому становить 40 дБ.

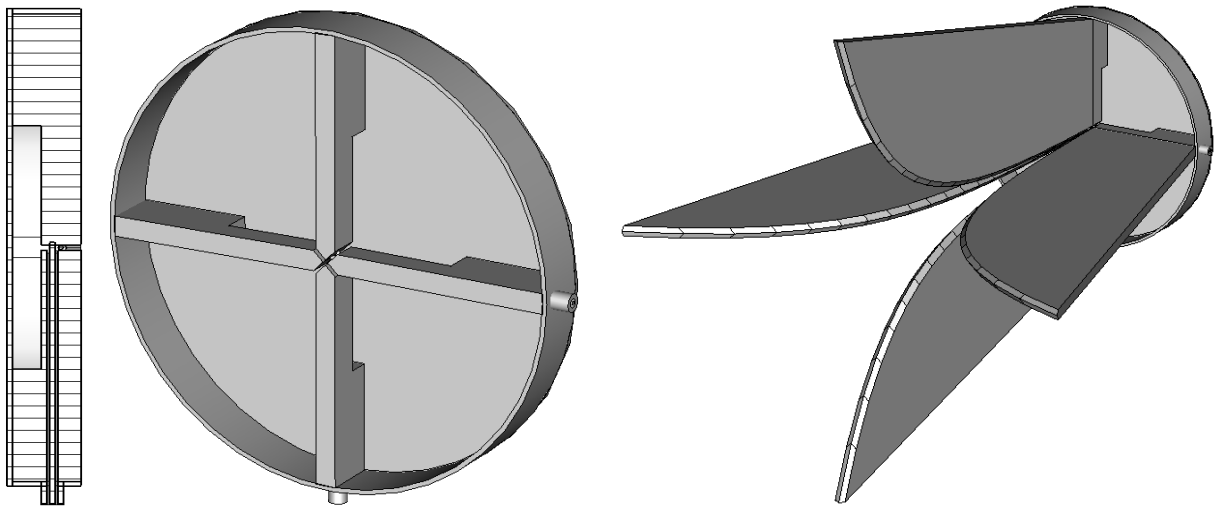


Рис. 1.15. Розроблені у [66] ОМП та чотириреберна антена на його основі

Розроблений у [68] ОМП складається з трьох основних частин: плавного переходу від квадратного хвилеводу до ЧРХ, переходу від ЧРХ до двох коаксіальних ліній і узгоджувального резонатора. Краї ребер у ЧРХ зрізані під кутами 45° . Для отримання низького значення коефіцієнта відбиття та високої розв'язки було проведено числову параметричну оптимізацію геометричних

розмірів ОМП. Результати моделювання показують, що в смузі частот 1–2 ГГц значення коефіцієнт відбиття розробленого ОМП менше –15 дБ, втрати менші 0,15 дБ, розв'язка вища 40 дБ, КПП перевищує 46 дБ.

У статті [69] представлено ОМП, призначений для роботи в L-діапазоні частот (1–2 ГГц). Конструкція ОМП базується на представленій у [59] (рис. 1.12). Загальна довжина розробленого ОМП становить 67 см. Характеристики розробленого ОМП змодельовані у програмному пакеті Ansoft HFSS. Результати вимірювань характеристик розробленого ОМП добре узгоджуються з результатами моделювань. Виміряні значення коефіцієнтів відбиття менші –18,8 дБ, втрати менші 0,2 дБ, розв'язка між портами з ортогональними лінійними поляризаціями вища 35,7 дБ.

1.6. Коаксіальні ортомодові перетворювачі

У [15, 16] розроблено дводіпазонний опромінювач на основі коаксіального хвилеводу. Опромінювач включає в себе когерентний ОМП на основі КЧРХ із чотирма перегородками (рис. 1.16), призначеними для придушення TEM-хвилі. ОМП нижчого діапазону містить чотири зонди, рознесені між собою на 90°. Кожна пара протилежно розміщених зондів з'єднана з мостовими об'єднувачами. ОМП вищого діапазону базується на ЧРХ. Робочі смуги частот розробленого ОМП та опромінювача на його основі становлять 648–712 МГц і 2,6–3,6 ГГц. Виміряне значення коефіцієнта відбиття менше –15 дБ і –20 дБ у низькочастотному та високочастотному діапазонах відповідно. Виміряна розв'язка вища 39 дБ і 35 дБ відповідно. Розроблена в [15, 16] антенна система призначена для досліджень випромінювань пульсарів.

Недоліком представленого в [15, 16] ОМП є відносно вузька робоча смуга частот (9,4%) у нижньому діапазоні. Для її розширення в [17] було розроблено коаксіальний ОМП іншої конфігурації. Він складається зі вхідного круглого коаксіального хвилеводу та двох вихідних прямокутних хвилеводів (рис. 1.17). Було проведено оптимізацію характеристик ОМП нейронно-генетичним методом. Мода типу TEM не збуджується у коаксіальній структурі через

специфічність конструкції ОМП. У робочій смузі частот 3,4–4,2 ГГц з відносною шириною 21% значення вхідного коефіцієнта відбиття менше -20 дБ, КПР вища 40 дБ. Недоліком представленого в [17] ОМП є неможливість забезпечення когерентних прийому і передачі ЕМХ ортогональних лінійних поляризацій у низькочастотному діапазоні через просторове рознесення вихідних прямокутних хвилеводів. Цього недоліку позбавлений ОМП, запропонований в [15, 16], але його відносна робоча смуга частот вужча більш ніж у 2 рази.

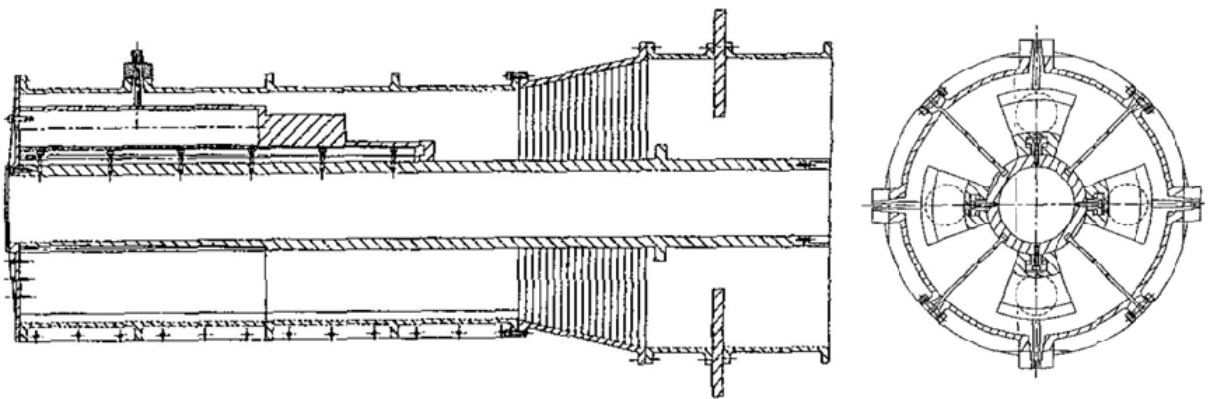


Рис. 1.16. Конструкція когерентного ОМП на основі КЧРХ [15, 16]

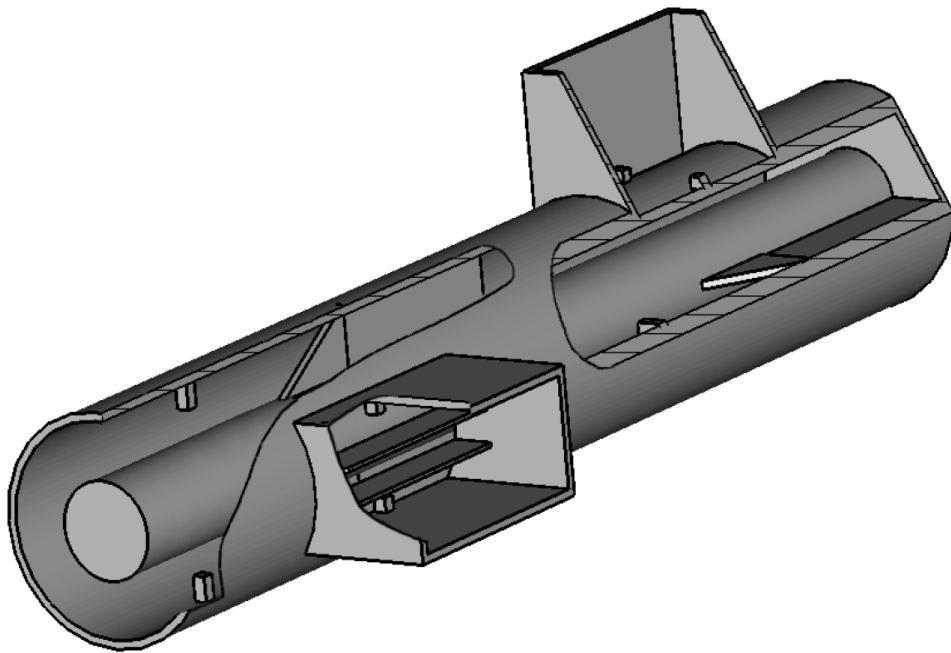


Рис. 1.17. Конструкція некогерентного коаксіального ОМП [17]

У [70] представлено дводіапазонний опромінювач для S- та X-діапазонів частот. Він призначений для опромінення 12-метрової рефлекторної антени Кассегрена, яка застосовується для радіоастрономічних досліджень. Представлена конструкція складається із двох незалежних опромінювачів, об'єднаних у коаксіальну конфігурацію. Значення коефіцієнта відбиття опромінювача менше -20 дБ, розв'язка між портами вища 30 дБ.

У [71] представлено інтегрований коаксіальний дводіапазонний ОМП на основі КЧРХ. Розроблена конструкція складається з секції ЧРХ круглого коаксіального поперечного перерізу та секції чотирьох секторних одноріберних хвилеводів, яка інтегрована з двома 3 -дБ мостовими з'єднаннями, двома 90° - та одним 180° -фазообертачами та двома 3 -дБ дільниками потужності. Основною перевагою запропонованої конструкції ОМП є її компактність, яка забезпечується тим, що всі необхідні хвилевідні пристрої розміщені на поверхні внутрішнього провідника. Характеристики розробленого ОМП моделювались у програмному пакеті Ansoft HFSS. У робочій смузі частот 20 – $20,5$ ГГц значення коефіцієнта відбиття менше -24 дБ, а розв'язка ОМП вища 24 дБ.

У [72–75] розроблено ОМП на основі КЧРХ. Представлено нову структуру коаксіально-хвилеводного переходу для нижнього діапазону. Отримані теоретично результати показують, що широкосмуговий вхідний сигнал коаксіального ЧРХ може передаватись до чотирьох секторних одноріберних хвилеводів із малим відбиттям.

1.7. Сучасні застосування ребристих хвилеводів і методи їх аналізу

Ребристі структури широко застосовують у сучасних хвилевідних пристроях. Уведення ребер дозволяє створювати надширокосмугові пристрої, забезпечувати надширокосмугове узгодження порожнистих хвилеводів з коаксіальними лініями передачі та створювати неоднорідності необхідного типу у вузькосмугових пристроях. Ребристі структури застосовують у фільтрах [76–78], поляризаторах [79–81], хвилеводах [82–85], антенах [86–87],

ортомодових перетворювачах [15, 16, 59–69], лазерах [89–91], резонаторах [92, 93] й інших пристроях.

Для розробки пристроїв на основі ребристих структур необхідно знати модальні характеристики ребристих хвилеводів, а саме критичні частоти (чи критичні хвильові числа) власних хвиль і розподіли їх полів. Сучасні дослідження ребристих структур проводять за допомогою різних числових методів. Серед них можна виділити МЧО [94–97], МІР для магнітного поля [98–100], а також МІР [93, 101–105], у якому можливо врахувати сингулярність поля на ребрах, що виключає відносність збіжності рядів у МЧО [101, 103].

Характеристики власних хвиль ребристих хвилеводів прямокутного поперечного перерізу проаналізовані в [96, 105, 106], квадратного — в [84], круглого — в [96], еліптичного — в [85], прямокутного коаксіального — в [83].

Висновки та задачі дисертації

Використання широкосмугових і багатодіапазонних ОМП набуває все більшої популярності в радіотелескопах, наземних системах зв'язку, супутникових інформаційних системах, радарях, радіовимірювальних комплексах та системах радіомоніторингу. Серед сучасних конструкцій ОМП можна виділити 6 основних типів:

- 1) ОМП на основі хвилевідних відгалужувачів,
- 2) ОМП на основі переходу Бойфота,
- 3) ОМП на основі турнікетного з'єднання,
- 4) Планарні ОМП,
- 5) ОМП на основі ЧРХ,
- 6) Коаксіальні ОМП.

ОМП на основі хвилевідних відгалужувачів і турнікетного з'єднання є досить габаритними відносно поперечних розмірів вхідного хвилеводу. Їх конструкції містять багато інтегрованих хвилевідних пристроїв: переходів, згинів тощо. Планарні ОМП і ОМП на основі ЧРХ можуть забезпечувати широкі робочі смуги частот, але коефіцієнт підсилення антен на основі цих

ОМП значно змінюється в межах робочих смуг частот. Це призводить до неоптимальних характеристик при опроміненні рефлекторів дзеркальних антен. Багатодіапазонні ОМП на основі коаксіальних хвилеводів дозволяють створювати двополяризаційні опромінювачі, які можуть одночасно працювати в кількох діапазонах частот і при цьому оптимально опромінювати рефлектори антен. Проаналізуємо більш детально кожен групу ОМП з точки зору забезпечення найкращих робочих характеристик.

Аналіз сучасних конструкцій ОМП на основі хвилевідних відгалужувачів показує, що найкращі зразки таких ОМП можуть функціонувати в 40% смузі частот. При цьому значення коефіцієнта відбиття менше -20 дБ, розв'язка між портами із лінійними ортогональними поляризаціями вища 50 дБ, втрати менші 0,25 дБ. Варто зазначити, що серед ОМП цього типу існують конструкції субміліметрового діапазону (385–500 ГГц).

Сучасні ОМП на основі переходу Бойфота забезпечують у 40% смузі частот значення коефіцієнта відбиття менше -27 дБ, розв'язку між портами з ортогональними лінійними поляризаціями вищу 55 дБ, втрати менші 0,15 дБ. Недоліком ОМП цього типу є необхідність використовувати в їх конструкції металеві пластинки та штирі, що може бути складним для реалізації в міліметровому і субміліметровому діапазонах частот.

Найкращі зразки ОМП на основі турнікетного з'єднання забезпечують значення коефіцієнта відбиття менше -25 дБ, розв'язку вищу 50 дБ, втрати менші 0,04 дБ у 64% робочій смузі частот. Конструкції ОМП перших двох типів складаються із кількох блоків, які виготовляють за допомогою фрезювання в металі хвилевідних каналів. Через значну кількість розгалужень ці ОМП мають великі габарити відносно поперечних розмірів вхідного хвилеводу, що є їх основним недоліком. Ще одним недоліком є висока чутливість характеристик ОМП до неточностей виготовлення та позиціонування складових частин (блоків) між собою. При неточному позиціонуванні погіршується розв'язка між портами ОМП і збільшуються коефіцієнти відбиття портів, на частотних характеристиках з'являються резонансні відхилення.

Аналіз найкращих планарних ОМП показує, що вони можуть забезпечувати 45% робочу смугу частот при значенні коефіцієнта відбиття менше -18 дБ, і значенні КПР вище 35 дБ. Перевагою цих ОМП є найменші габаритні розміри та мала маса, недоліком — необхідність включати в конструкцію додаткові широкосмугові протифазні суматори потужності для складання протифазних ЕМХ від протилежних зондів.

Найкращі зразки ОМП на основі ЧРХ забезпечують значення коефіцієнта відбиття менше -18 дБ, розв'язку вище 35 дБ, втрати менші 0,2 дБ у октавній робочій смузі частот. Недоліком цих ОМП є те, що коефіцієнт підсилення антен на їх базі значно змінюється в межах робочої смуги частот. Це призводить до неоптимальних характеристик при опроміненні рефлекторів дзеркальних антен.

Багатодіпазонні коаксіальні ОМП дозволяють створювати двополяризаційні опромінювачі, які можуть одночасно працювати в кількох діапазонах частот і при цьому оптимально опромінювати рефлектори великих дзеркальних антен. Опромінювачі на основі коаксіальних ОМП можуть забезпечувати значення коефіцієнта відбиття менше -15 дБ і КПР між портами вище за 35 дБ у всіх робочих діапазонах одночасно.

Отже, найбільш ефективними при створенні багатодіпазонних двополяризаційних антенних систем є ОМП на основі коаксіальних хвилеводів. Відома конструкція когерентного ОМП на основі КЧРХ [15, 16] забезпечує високу КПР і можливість одночасної роботи у двох частотних діапазонах. Недоліком цього ОМП є відносно вузька робоча смуга частот (9,4%) у низькочастотному робочому діапазоні частот.

Також відома компактна конструкція широкосмугового некогерентного коаксіального ОМП [17], який складається із вхідного круглого коаксіального хвилеводу і двох вихідних прямокутних хвилеводів. У робочій смузі частот 3,4–4,2 ГГц із відносною шириною 21% значення вхідного коефіцієнта відбиття менше -20 дБ, а КПР вище 40 дБ. Недоліком цього ОМП є неможливість забезпечити когерентний прийом ЕМХ ортогональних поляризацій у робочій смузі частот через просторове рознесення вихідних прямокутних хвилеводів.

Отже, основною науково-прикладною задачею дисертації є розробка нових коаксіальних ОМП, які одночасно забезпечують як широкосмуговість робочих діапазонів частот, так і когерентність ЕМХ ортогональних лінійних поляризацій у них. Для розв'язання цієї задачі її доцільно розбити на ряд простіших задач:

1. Розв'язання крайових задач електродинаміки для власних хвиль у СКРХ і КЧРХ.

2. Розробка алгоритмів і програмних забезпечень та їх застосування для дослідження характеристик власних хвиль у СКРХ і КЧРХ і для максимізації смуг частот одномодового режиму роботи.

3. Розробка конструкцій та оптимізація характеристик широкосмугових когерентних ОМП на основі коаксіальних ребристих структур.

РОЗДІЛ 2

АНАЛІЗ ВЛАСНИХ ХВИЛЬ СЕКТОРНИХ КОАКСІАЛЬНИХ РЕБРИСТИХ ХВИЛЕВОДІВ

2.1. Розв'язок крайової задачі для власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах методом часткових областей із безпосереднім зшиванням полів

2.1.1. Власні хвилі TE

Досліджувані конфігурації порожнистих СКРХ та позначення їх поперечних розмірів показані на рис. 2.1, а саме, СКРХ з ребром на внутрішній провідній циліндричній поверхні зображений на рис. 2.1а, СКРХ з ребром на зовнішній провідній циліндричній поверхні — на рис. 2.1б (далі індекси "in" і "out" відповідно).

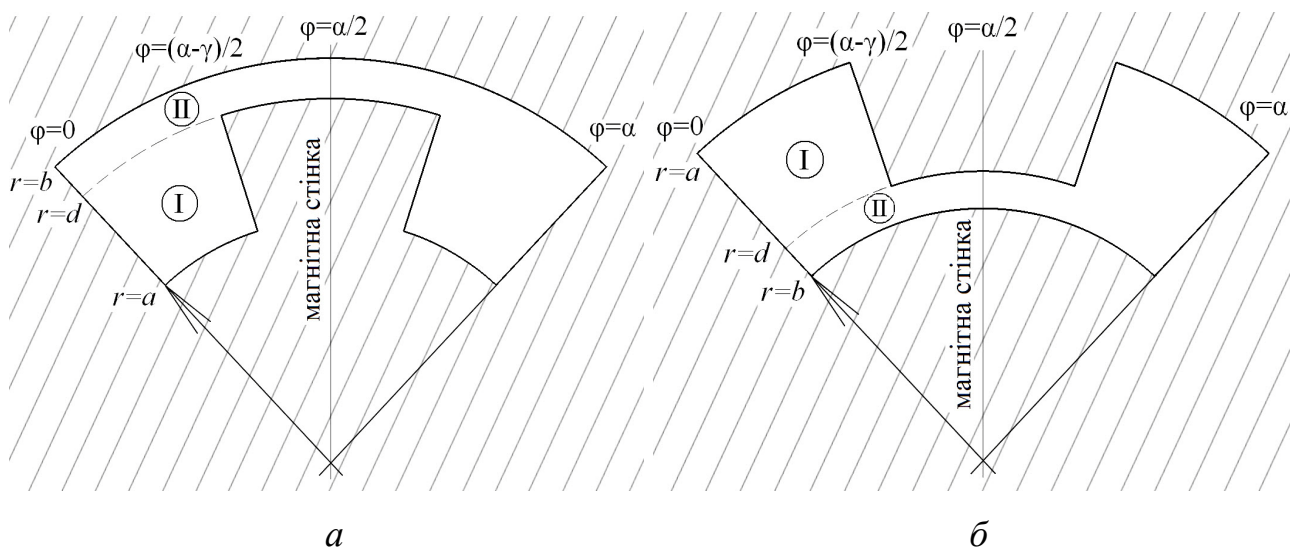


Рис. 2.1. Конфігурації СКРХ та позначення їх поперечних розмірів

Аналізуватимемо лише ті власні хвилі, для яких вертикальна площина симетрії СКРХ ($\varphi = \alpha/2$) є магнітною стінкою. Для цих хвиль розподіли компонент H_z і E_φ у поперечній площині областей I і II представимо у вигляді нескінченних сум парціальних мод із невідомими амплітудами та критичними хвильовими числами, кожна з яких задовольняє рівнянням Максвелла в циліндричній системі координат та граничним умовам на магнітній стінці й ідеально провідних поверхнях СКРХ:

$$H_z^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)\varphi) [J'_{l_1(n)}(k_c a) Y_{l_1(n)}(k_c r) - Y'_{l_1(n)}(k_c a) J_{l_1(n)}(k_c r)], \quad (2.1)$$

$$H_z^{II}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) [J'_{l_2(m)}(k_c b) Y_{l_2(m)}(k_c r) - Y'_{l_2(m)}(k_c b) J_{l_2(m)}(k_c r)], \quad (2.2)$$

$$E_{\varphi}^I(r, \varphi) = Z(f, k_c) \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)\varphi) [J'_{l_1(n)}(k_c a) Y'_{l_1(n)}(k_c r) - Y'_{l_1(n)}(k_c a) J'_{l_1(n)}(k_c r)], \quad (2.3)$$

$$E_{\varphi}^{II}(r, \varphi) = Z(f, k_c) \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) [J'_{l_2(m)}(k_c b) Y'_{l_2(m)}(k_c r) - Y'_{l_2(m)}(k_c b) J'_{l_2(m)}(k_c r)], \quad (2.4)$$

де A_n та B_m — невідомі амплітудні коефіцієнти, $l_1(n) = 2\pi n / (\alpha - \gamma)$, $l_2(m) = \pi(2m + 1) / \alpha$, $J_l(x)$, $Y_l(x)$, $J'_l(x)$, $Y'_l(x)$ — функції Бесселя першого і другого роду та їх похідні, k_c — критичне хвильове число, $Z(f, k_c) = 2\pi i f \mu_a / k_c$, де i — уявна одиниця, f — частота, μ_a — абсолютна магнітна проникність внутрішнього середовища СКРХ.

Граничні умови на межі областей I і II (рис. 2.1) є такими:

$$E_{\varphi}^{II}(r = d, \varphi \in [0; (\alpha - \gamma) / 2]) = E_{\varphi}^I(r = d, \varphi \in [0; (\alpha - \gamma) / 2]), \quad (2.5)$$

$$H_z^{II}(r = d, \varphi \in [0; (\alpha - \gamma) / 2]) = H_z^I(r = d, \varphi \in [0; (\alpha - \gamma) / 2]). \quad (2.6)$$

Крім того, на ідеально провідних поверхнях ребер при $r = d$ і $\varphi \in [(\alpha - \gamma) / 2; \alpha / 2]$:

$$E_{\varphi}^{II}(r = d, \varphi \in [(\alpha - \gamma) / 2; \alpha / 2]) = 0. \quad (2.7)$$

Підставляючи (1)–(4) в (5)–(7), отримуємо:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)\varphi) J'Y'(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad \varphi \in [0; (\alpha - \gamma) / 2], \quad (2.8)$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) J'Y(l_2(m), k_c b, k_c d) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)\varphi) J'Y(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad \varphi \in [0; (\alpha - \gamma) / 2], \quad (2.9)$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = 0, \quad \varphi \in [(\alpha - \gamma) / 2; \alpha / 2], \quad (2.10)$$

де $J'Y(l, x, y) = J'_l(x)Y_l(y) - Y'_l(x)J_l(y)$, $J'Y'(l, x, y) = J'_l(x)Y'_l(y) - Y'_l(x)J'_l(y)$.

Помножимо ліву та праву частини рівняння (2.8) на функції $\cos(l_1(p)\varphi)$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; (\alpha - \gamma)/2]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = A_p \frac{\alpha - \gamma}{4} (1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d), \quad (2.11)$$

з якого випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 2.1)

$$A_p = \frac{4 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\alpha - \gamma)(1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (2.12)$$

У (2.11), (2.12) δ_{p0} — символ Кронекера, $I_1(p, m) = \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} \cos(l_2(m)\varphi) \cos(l_1(p)\varphi) d\varphi =$
 $= \frac{\alpha - \gamma}{4} \left\{ \text{sinc} \left[(2m+1) \frac{\alpha - \gamma}{2\alpha} - p \right] + \text{sinc} \left[(2m+1) \frac{\alpha - \gamma}{2\alpha} + p \right] \right\}$, де $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x) / (\pi x)$.

Аналогічно із (2.9) амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 2.1)

$$A_p = \frac{4 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\alpha - \gamma)(1 + \delta_{p0}) J'Y(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (2.13)$$

Прирівнявши (2.12) і (2.13), отримуємо:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) \left[\frac{J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d)} - \frac{J'Y(l_2(m), k_c b, k_c d)}{J'Y(l_1(p), k_c a, k_c d)} \right] = 0. \quad (2.14)$$

Увівши позначення $F_1(p, m, x, y, z) = I_1(p, m) \left[\frac{J'Y'(l_2(m), y, z)}{J'Y'(l_1(p), x, z)} - \frac{J'Y(l_2(m), y, z)}{J'Y(l_1(p), x, z)} \right]$

та спростивши вираз (2.14), отримаємо наступну систему рівнянь:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m F_1(p, m, k_c a, k_c b, k_c d) = 0, \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (2.15)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (2.10) на функції $\cos(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[(\alpha - \gamma)/2; \alpha/2]$. У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_2(q, m) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = 0, \quad (2.16)$$

$$\text{де } I_2(q, m) = \int_{(\alpha-\gamma)/2}^{\alpha/2} \cos(l_2(m)\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi = \frac{\alpha}{4} \delta_{mq} - \frac{\alpha-\gamma}{4} \left\{ \text{sinc} \left[(m-q) \frac{\alpha-\gamma}{\alpha} \right] + \text{sinc} \left[(m+q+1) \frac{\alpha-\gamma}{\alpha} \right] \right\}.$$

Після введення позначення $F_2(q, m, y, z) = I_2(q, m) J'Y'(l_2(m), y, z)$ та спрощення виразу (2.16) отримаємо таку систему рівнянь:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m F_2(q, m, k_c b, k_c d) = 0, \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (2.17)$$

Об'єднавши системи рівнянь (2.15) і (2.17) і обмеживши кількість парціальних мод в області II, отримуємо однорідну систему лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР) із невідомими амплітудами парціальних мод B_m

$$\begin{cases} \sum_{m=0}^{M-1} B_m F_1(p, m, k_c a, k_c b, k_c d) = 0, & p = 0, 1, \dots (P-1), \\ \sum_{m=0}^{M-1} B_m F_2(q, m, k_c b, k_c d) = 0, & q = 0, 1, \dots (M-P-1). \end{cases} \quad (2.18)$$

При фіксованій кількості парціальних мод M кількість рівнянь першого типу визначається відношенням кутових ширин областей I і II [107]: $P = [M(\alpha - \gamma) / \alpha]$, де за допомогою $[]$ позначено цілу частину числа, округлену до більшого або меншого цілого.

Записавши СЛАР (2.18) у матричній формі, отримуємо:

$$\begin{bmatrix} F_{0,0} & \cdots & F_{0,M-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{M-1,0} & \cdots & F_{M-1,M-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} B_0 \\ \vdots \\ B_{M-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.19)$$

Елементи матриці $[F]$ визначаються за формулою:

$$F(i, j) = \begin{cases} F_1(i, j, k_c a, k_c b, k_c d), & i = 0, 1, \dots (P-1), \\ F_2((i-P), j, k_c b, k_c d), & i = P, (P+1), \dots (M-1). \end{cases}$$

Умовою нетривіального розв'язку однорідної СЛАР (2.19) є рівність нулю детермінанта матриці $[F]$. Із цієї умови визначаємо критичні хвильові числа ТЕ-хвиль. Після цього розраховані критичні хвильові числа підставляємо в однорідну СЛАР (2.19) і обчислюємо невідомі амплітуди парціальних мод B_m . Нехай $B_0 = 1$. Тоді амплітуди решти мод B_m знаходимо із СЛАР:

$$\begin{bmatrix} F_{0,1} & \cdots & F_{0,M-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{M-2,1} & \cdots & F_{M-2,M-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} B_1 \\ \vdots \\ B_{M-1} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} F_{0,0} \\ \vdots \\ F_{M-2,0} \end{bmatrix}; \quad \begin{bmatrix} B_1 \\ \vdots \\ B_{M-1} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} F_{0,1} & \cdots & F_{0,M-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{M-2,1} & \cdots & F_{M-2,M-1} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} F_{0,0} \\ \vdots \\ F_{M-2,0} \end{bmatrix}$$

Після цього амплітуди парціальних мод A_p знаходимо за формулами (2.12) або (2.13). Розподіли поздовжньої компоненти магнітного поля H_z визначаємо за формулами (2.1), (2.2). Поперечні компоненти магнітного й електричного полів знаходимо, використовуючи формули зв'язку поздовжніх і поперечних компонент поля [108].

2.1.2. Власні хвилі ТМ

Подані в цьому розділі позначення для власних хвиль ТМ співпадають з наведеними вище для ТЕ-хвиль, проте вони стосуються лише власних хвиль типу ТМ. У областях I і II (рис. 2.1) розподіли компонент E_z і H_φ у поперечній площині представимо у вигляді нескінченних сум парціальних мод з невідомими амплітудами і критичними хвильовими числами, кожна з яких задовольняє рівнянням Максвелла в циліндричній системі координат і граничним умовам на магнітній стінці й ідеально провідних поверхнях СКРХ:

$$E_z^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)\varphi) [J_{l_1(n)}(k_c a) Y_{l_1(n)}(k_c r) - Y_{l_1(n)}(k_c a) J_{l_1(n)}(k_c r)], \quad (2.20)$$

$$E_z^{II}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) [J_{l_2(m)}(k_c b) Y_{l_2(m)}(k_c r) - Y_{l_2(m)}(k_c b) J_{l_2(m)}(k_c r)], \quad (2.21)$$

$$H_\varphi^I(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)\varphi) [J_{l_1(n)}(k_c a) Y'_{l_1(n)}(k_c r) - Y_{l_1(n)}(k_c a) J'_{l_1(n)}(k_c r)], \quad (2.22)$$

$$H_\varphi^{II}(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) [J_{l_2(m)}(k_c b) Y'_{l_2(m)}(k_c r) - Y_{l_2(m)}(k_c b) J'_{l_2(m)}(k_c r)], \quad (2.23)$$

де A_n та B_m — невідомі амплітудні коефіцієнти, $l_1(n) = 2\pi(n+1)/(\alpha - \gamma)$, $l_2(m) = \pi(2m+1)/\alpha$, $Y(f, k_c) = 2\pi i f \varepsilon_a / k_c$, ε_a — абсолютна діелектрична проникність внутрішнього середовища СКРХ.

Граничні умови на межі областей I і II (рис. 2.1) є такими:

$$E_z^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [0; (\alpha - \gamma)/2]) = E_z^{\text{I}}(r = d, \varphi \in [0; (\alpha - \gamma)/2]), \quad (2.24)$$

$$H_\varphi^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [0; (\alpha - \gamma)/2]) = H_\varphi^{\text{I}}(r = d, \varphi \in [0; (\alpha - \gamma)/2]). \quad (2.25)$$

Крім того, на ідеально провідних поверхнях ребер при $r = d$ і $\varphi \in [(\alpha - \gamma)/2; \alpha/2]$:

$$E_z^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [(\alpha - \gamma)/2; \alpha/2]) = 0. \quad (2.26)$$

Підставимо (20)–(23) в (24)–(26). У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)\varphi) JY(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad (2.27)$$

$$\varphi \in [0; (\alpha - \gamma)/2],$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) JY'(l_2(m), k_c b, k_c d) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)\varphi) JY'(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad (2.28)$$

$$\varphi \in [0; (\alpha - \gamma)/2],$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = 0, \quad \varphi \in [(\alpha - \gamma)/2; \alpha/2], \quad (2.29)$$

де $JY(l, x, y) = J_l(x)Y_l(y) - Y_l(x)J_l(y)$, $JY'(l, x, y) = J_l(x)Y_l'(y) - Y_l(x)J_l'(y)$.

Помножимо ліву та праву частини рівняння (2.27) на функції $\sin(l_1(p)\varphi)$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; (\alpha - \gamma)/2]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = A_p \frac{\alpha - \gamma}{4} JY(l_1(p), k_c a, k_c d), \quad (2.30)$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 2.1)

$$A_p = \frac{4 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) JY(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\alpha - \gamma) JY(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (2.31)$$

$$\text{У (2.30), (2.31) } I_1(p, m) = \int_0^{(\alpha - \gamma)/2} \sin(l_2(m)\varphi) \sin(l_1(p)\varphi) d\varphi = \frac{\alpha - \gamma}{4} \left\{ \text{sinc} \left[(2m+1) \frac{\alpha - \gamma}{2\alpha} - (p+1) \right] - \right.$$

$$- \operatorname{sinc} \left[(2m+1) \frac{\alpha - \gamma}{2\alpha} + (p+1) \right] \Bigg\}.$$

Аналогічно із (2.28) амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 2.1)

$$A_p = \frac{4 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) JY'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\alpha - \gamma) JY'(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (2.32)$$

Прирівнявши (2.31) і (2.32), отримуємо:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) \left[\frac{JY(l_2(m), k_c b, k_c d)}{JY(l_1(p), k_c a, k_c d)} - \frac{JY'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{JY'(l_1(p), k_c a, k_c d)} \right] = 0. \quad (2.33)$$

Уведемо таке позначення:

$$F_1(p, m, x, y, z) = I_1(p, m) \left[\frac{JY(l_2(m), y, z)}{JY(l_1(p), x, z)} - \frac{JY'(l_2(m), y, z)}{JY'(l_1(p), x, z)} \right].$$

Використовуючи це позначення, (2.33) запишемо за формулою (2.15).

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (2.29) на функції $\sin(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[(\alpha - \gamma)/2; \alpha/2]$. У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_2(q, m) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = 0, \quad (2.34)$$

$$\text{де } I_2(q, m) = \int_{(\alpha - \gamma)/2}^{\alpha/2} \sin(l_2(m)\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi = \frac{\alpha}{4} \delta_{mq} - \frac{\alpha - \gamma}{4} \left\{ \operatorname{sinc} \left[(m - q) \frac{\alpha - \gamma}{\alpha} \right] - \operatorname{sinc} \left[(m + q + 1) \frac{\alpha - \gamma}{\alpha} \right] \right\}.$$

Уведемо позначення $F_2(q, m, y, z) = I_2(q, m) JY(l_2(m), y, z)$. Використовуючи це позначення, (2.34) запишемо за формулою (2.17). Подальше розв'язання крайової задачі для ТМ-хвиль аналогічне описаному вище для ТЕ-хвиль.

2.1.3. Збіжність розв'язків для критичних хвильових чисел

На основі створених математичних моделей розроблено алгоритми і програму для розрахунку критичних хвильових чисел і розподілів компонент полів власних хвиль СКРХ. Використовуючи цю програму, проведемо аналіз

збіжності розв'язків для критичних хвильових чисел СКРХ обох конфігурацій (рис. 2.1) залежно від кількості парціальних мод M , якою обмежуються суми в (2.18). На рис. 2.1 видно, що для обох конфігурацій область I обмежена трьома ідеально провідними поверхнями СКРХ і межею між областями, а область II — однією магнітною стінкою, трьома ідеально провідними поверхнями СКРХ і межею між областями. Тому всі формули для розрахунків залишаються однаковими для обох конфігурацій.

Для СКРХ з ребром на внутрішній циліндричній поверхні встановимо такі кути та відношення розмірів: $\alpha=86^\circ$, $\gamma=30^\circ$, $a/b=0,5$, $(d-a)/b=0,4$. Для СКРХ з ребром на зовнішній циліндричній поверхні встановимо такі кути та відношення розмірів: $\alpha=86^\circ$, $\gamma=30^\circ$, $b/a=0,5$, $(a-d)/a=0,4$. Графіки відносних похибок критичних хвильових чисел ($\delta = [k_c(M) - k_c(30)]/k_c(30) \times 100\%$) для перших чотирьох власних хвиль СКРХ залежно від кількості парціальних мод M показані на рис. 2.2. Тут відносні похибки для першої, другої, третьої ТЕ-хвиль і для першої ТМ-хвилі показані, відповідно, суцільною, штриховою, штрихпунктирною і пунктирною лініями. Результати для СКРХ з ребром на внутрішній циліндричній поверхні показані на рис. 2.2а, для СКРХ з ребром на зовнішній циліндричній поверхні — на рис. 2.2б. Відносні похибки розраховано відносно критичних хвильових чисел, отриманих при $M=30$.

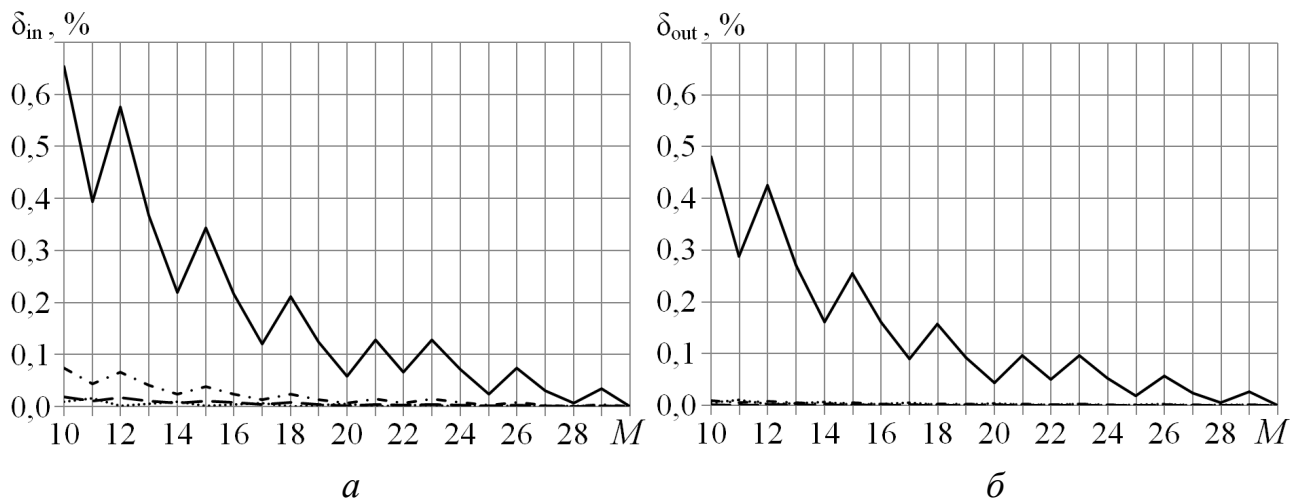


Рис. 2.2. Відносні похибки критичних хвильових чисел

На рис. 2.2 видно, що при використанні 24 парціальних мод відносні похибки критичних хвильових чисел перших чотирьох власних хвиль є меншими за 0,1% відносно значень критичних хвильових чисел при використанні 30 парціальних мод. Отже, для розрахунку критичних хвильових чисел СКРХ обох конфігурацій методом часткових областей із відносною похибкою, меншою за 0,1%, достатньо використовувати 24 парціальні моди.

2.1.4. Збіжність розв'язків для розподілів електричного поля

Аналіз збіжності розв'язків для розподілів компонент електричного поля основної власної хвилі ТЕ проведемо для тих самих кутів і відношень розмірів СКРХ, які були встановлені при дослідженні збіжності розв'язків для критичних хвильових чисел. Розподіли радіальної й азимутальної складових електричного поля, розраховані на межі областей I і II, показані на рис. 2.3 і 2.4 відповідно. Результати, отримані при використанні 10, 20 і 30 парціальних мод, показано пунктирною, штриховою і суцільною лініями відповідно.

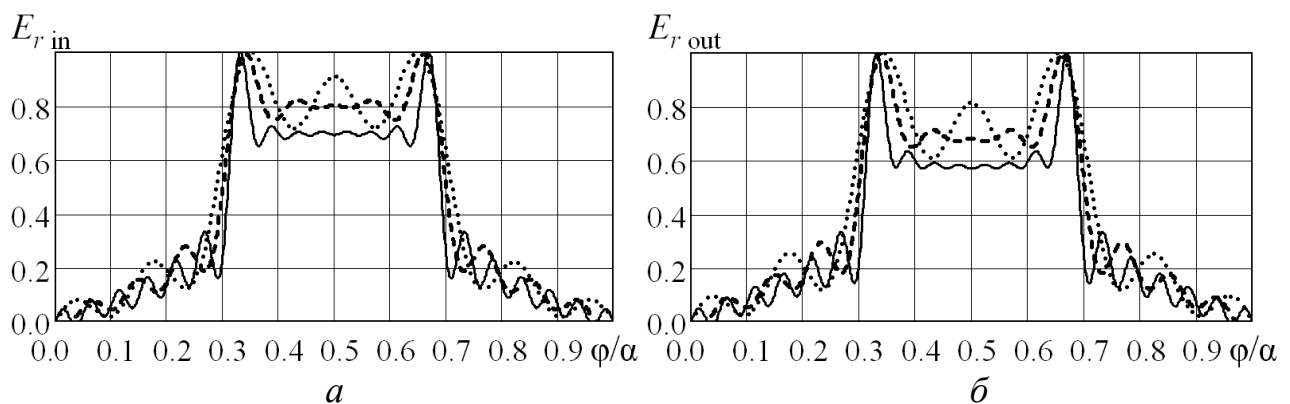


Рис. 2.3. Розподіли радіальної складової електричного поля першої ТЕ-хвилі

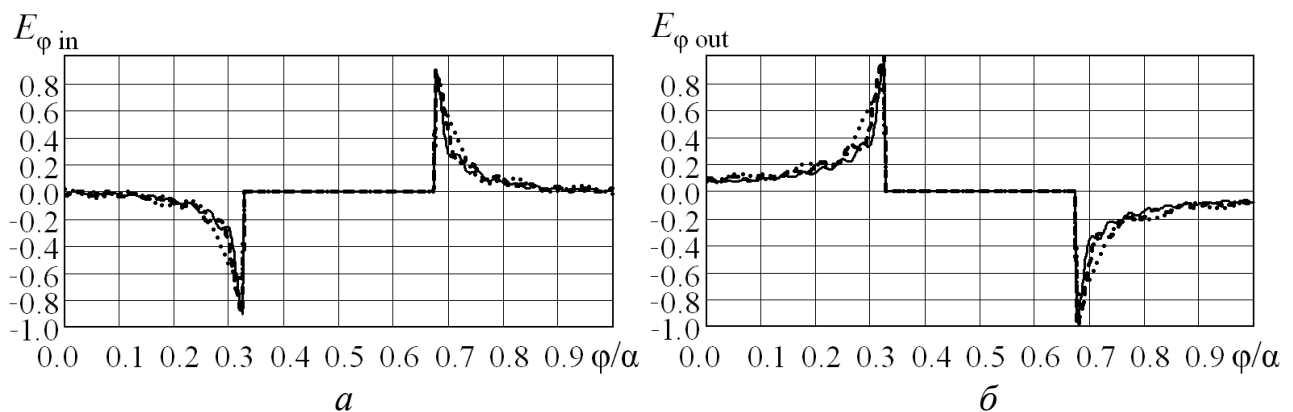


Рис. 2.4. Розподіли азимутальної складової електричного поля першої ТЕ-хвилі

Як видно на рис. 2.3 і 2.4, при збільшенні кількості парціальних мод розподілів компонент електричного поля більш виразними стають особливості в околах ребер. При цьому рівень радіальної компоненти електричного поля у зазорі між ребром і провідною циліндричною поверхнею зменшується, а її розподіл у зазорі стає більш близьким до однорідного (рис. 2.3). Розподіли компонент електричного поля, отримані за допомогою МЧО при використанні 30 парціальних мод узгоджуються із отриманими методом інтегральних рівнянь із правильним врахуванням сингулярності поля на ребрі (див. розділ 2.2.4). Отже, для правильного розрахунку розподілів полів власних хвиль у СКРХ за допомогою МЧО потрібно використовувати не менше 30 парціальних мод.

2.2. Розв'язок крайової задачі для власних хвиль у секторних коаксіальних ребристих хвилеводах методом інтегральних рівнянь

2.2.1. Власні хвилі TE

Так само, як і в розділі 2.1.1 розподіли компонент H_z і E_φ у поперечній площині областей I і II (рис 2.1) представимо у вигляді нескінченних сум парціальних мод (2.1)–(2.4). Аналогічними для цих компонент є також граничні умови (2.5)–(2.7). Для поєднання умов (2.5) і (2.7) уведемо функцію $X(\varphi)$ таку, що:

$$X(\varphi \in [(\alpha - \gamma)/2; \alpha/2]) = 0, \quad (2.35)$$

$$E_\varphi^I(r = d, \varphi) = X(\varphi), \quad (2.36)$$

$$E_\varphi^{II}(r = d, \varphi) = X(\varphi). \quad (2.37)$$

Підставивши (2.3) в (2.36), отримуємо:

$$Z(f, k_c) \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)\varphi) J'Y'(l_1(n), k_c a, k_c d) = X(\varphi). \quad (2.38)$$

Помножимо ліву та праву частини рівняння (2.38) на функції $\cos(l_1(p)\varphi)$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; (\alpha - \gamma)/2]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$Z(f, k_c) A_p \frac{\alpha - \gamma}{4} (1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d) = \int_0^{(\alpha - \gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_1(p)\varphi) d\varphi,$$

з якого випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 2.1)

$$A_p = \frac{4 \int_0^{(\alpha - \gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_1(p)\varphi) d\varphi}{Z(f, k_c) (\alpha - \gamma) (1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (2.39)$$

Підставивши (2.4) в (2.37), отримуємо:

$$Z(f, k_c) \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = X(\varphi). \quad (2.40)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (2.40) на функції $\cos(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; \alpha/2]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримуємо рівняння:

$$Z(f, k_c) B_q \frac{\alpha}{4} J'Y'(l_2(q), k_c b, k_c d) = \int_0^{(\alpha - \gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi, \quad (2.41)$$

звідки випливає, що амплітуда q -ої парціальної моди в області II (рис. 2.1)

$$B_q = \frac{4 \int_0^{(\alpha - \gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi}{Z(f, k_c) \alpha J'Y'(l_2(q), k_c b, k_c d)}. \quad (2.42)$$

У (2.41), (2.42) верхня межа інтегрування становить $(\alpha - \gamma)/2$, а не $\alpha/2$,

оскільки з (2.35) випливає, що: $\int_{(\alpha - \gamma)/2}^{\alpha/2} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi = 0$.

Підставивши (2.39), (2.42) в (2.1), (2.2) відповідно, отримуємо:

$$H_z^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4 \int_0^{(\alpha - \gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_1(n)\varphi) d\varphi}{Z(f, k_c) (\alpha - \gamma) (1 + \delta_{n0}) J'Y'(l_1(n), k_c a, k_c d)} \cos(l_1(n)\varphi) J'Y(l_1(n), k_c a, k_c r), \quad (2.43)$$

$$H_z^{II}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{4 \int_0^{(\alpha - \gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi}{Z(f, k_c) \alpha J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d)} \cos(l_2(m)\varphi) J'Y(l_2(m), k_c b, k_c r). \quad (2.44)$$

Підставивши (2.43), (2.44) в умову неперервності (2.6), отримуємо інтегральне рівняння відносно невідомої азимутальної компоненти електричного поля E_φ на межі часткових областей I і II (рис. 2.1):

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(l_1(n)\varphi)F(l_1(n), k_c a, k_c d)}{(\alpha - \gamma)(1 + \delta_{n0})} \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_1(n)\varphi) d\varphi - \\ - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos(l_2(m)\varphi)F(l_2(m), k_c b, k_c d)}{\alpha} \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi = 0. \quad (2.45)$$

У цьому інтегральному рівнянні використано позначення:

$$F(l, x, y) = J'Y(l, x, y) / J'Y'(l, x, y).$$

Для розв'язання інтегрального рівняння (2.45) невідому функцію $X(\varphi)$ представимо у такому вигляді:

$$X(\varphi) = \sum_{i=0}^{M_1-1} s_i R_i(\varphi), \quad (2.46)$$

де s_i — невідомі коефіцієнти, $R_i(\varphi)$ — ортогональні базисні функції, які задовольняють умовам у крайніх точках межі областей I і II, M_1 — кількість базисних функцій.

Знайдемо такі базисні функції. У точці поперечного перерізу ($r = d; \varphi = 0$), яка належить ідеально провідній поверхні СКРХ повинна задовольнятися умова $\frac{\partial H_z(r = d, \varphi)}{\partial \varphi} = 0$. Із формул (2.1)–(2.4) випливає, що залежності $H_z(r, \varphi)$ та

$E_\varphi(r, \varphi)$ від φ однакові з точністю до постійного відносно φ коефіцієнта. Тому

$$\left. \frac{\partial E_\varphi(r = d, \varphi)}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=0} = 0. \quad \text{У [107, 109] показано, що в околі точки}$$

($r = d; \varphi = (\alpha - \gamma)/2$) повинна задовольнятися умова на ребрі, що характеризує сингулярну поведінку поля на ньому, а саме:

$$E_\varphi(r = d, \varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow (\alpha-\gamma)/2} \sim [(\alpha - \gamma)/2 - \varphi]^{-1/3}.$$

Отже, з урахуванням (2.36), (2.37) невідома функція $X(\varphi)$ повинна задовольняти умовам:

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial X(\varphi)}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=0} = 0, \\ X(\varphi)|_{\varphi \rightarrow (\alpha-\gamma)/2} \sim [(\alpha-\gamma)/2 - \varphi]^{-1/3}. \end{cases} \quad (2.47)$$

Умовам (2.47) задовольняють ортогональні на інтервалі $[0; (\alpha-\gamma)/2]$ базисні функції такого виду:

$$R_i(\varphi) = [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i}^{-1/6}(t(\varphi)), \quad (2.48)$$

де $t(\varphi) = 2\varphi/(\alpha-\gamma)$, $C_{2i}^{-1/6}(t(\varphi))$ — поліноми Гегенбауера парного степеня порядку $-1/6$ [110].

Зведемо інтегральне рівняння (2.45) до СЛАР. Для цього підставимо (2.48) у (2.46), а потім (2.46) у (2.45). Потім помножимо ліву та праву частини рівняння (2.45) на функції $\cos(l_1(p)\varphi)$, $p = 0, 1, 2, \dots, P_1$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; (\alpha-\gamma)/2]$, на якому ця система функцій ортогональна. У результаті отримаємо однорідну СЛАР із невідомими коефіцієнтами s_i :

$$\sum_{i=0}^{M_1-1} s_i \left[F(l_1(p), k_c a, k_c d) I_R^I(p, i) - \frac{4}{\alpha} \sum_{m=0}^{\infty} F(l_2(m), k_c b, k_c d) I(p, m) I_R^{II}(m, i) \right] = 0, \quad p=0, 1, \dots, P_1. \quad (2.49)$$

У СЛАР (2.49) використані позначення:

$$I(p, m) = \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} \cos(l_2(m)\varphi) \cos(l_1(p)\varphi) d\varphi = \\ = \frac{\alpha-\gamma}{4} \left\{ \text{sinc} \left[(2m+1) \frac{\alpha-\gamma}{2\alpha} - p \right] + \text{sinc} \left[(2m+1) \frac{\alpha-\gamma}{2\alpha} + p \right] \right\}, \text{ де}$$

$$I_R^I(p, i) = \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} R_i(\varphi) \cos(l_1(p)\varphi) d\varphi = \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i}^{-1/6}(t(\varphi)) \cos(l_1(p)\varphi) d\varphi, \quad (2.50)$$

$$I_R^{II}(m, i) = \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} R_i(\varphi) \cdot \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi = \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i}^{-1/6}(t(\varphi)) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi. \quad (2.51)$$

Інтеграли в (2.50), (2.51) аналітично не обчислюються. Спростимо їх вирази, виконавши заміну змінної $t = 2\varphi/(\alpha-\gamma)$:

$$I_R^I(p, i) = \frac{\alpha - \gamma}{2} \int_0^1 (1 - t^2)^{-1/3} C_{2i}^{-1/6}(t) \cos(\pi p t) dt,$$

$$I_R^{II}(m, i) = \frac{\alpha - \gamma}{2} \int_0^1 (1 - t^2)^{-1/3} C_{2i}^{-1/6}(t) \cos\left(\pi(2m + 1) \frac{\alpha - \gamma}{2\alpha} t\right) dt.$$

Запишемо СЛАР (2.49) у матричній формі, враховуючи, що (2.49) має єдиний розв'язок лише при $P_1 = M_1 - 1$:

$$\begin{bmatrix} G_{0,0} & \cdots & G_{0,M_1-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{M_1-1,0} & \cdots & G_{M_1-1,M_1-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} s_0 \\ \vdots \\ s_{M_1-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.52)$$

Елементи матриці $[G]$ визначаються за такою формулою:

$$G_{p,i} = F(l_1(p), k_c a, k_c d) I_R^I(p, i) - \frac{4}{\alpha} \sum_{m=0}^{\infty} F(l_2(m), k_c b, k_c d) I(p, m) I_R^{II}(m, i).$$

Умовою нетривіального розв'язку однорідної СЛАР (2.52) є рівність нулю детермінанта матриці $[G]$. Із цієї умови знаходимо критичні хвильові числа власних хвиль ТЕ у СКРХ. Розраховані критичні хвильові числа підставляємо в СЛАР (2.52). Нехай $s_0 = 1$. Тоді невідомі коефіцієнти s_i обчислюємо із СЛАР:

$$\begin{bmatrix} G_{0,1} & \cdots & G_{0,M_1-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{M_1-2,1} & \cdots & G_{M_1-2,M_1-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} s_1 \\ \vdots \\ s_{M_1-1} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} G_{0,0} \\ \vdots \\ G_{M_1-2,0} \end{bmatrix}; \quad \begin{bmatrix} s_1 \\ \vdots \\ s_{M_1-1} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} G_{0,1} & \cdots & G_{0,M_1-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{M_1-2,1} & \cdots & G_{M_1-2,M_1-1} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} G_{0,0} \\ \vdots \\ G_{M_1-2,0} \end{bmatrix}$$

Функцію $X(\varphi)$ визначимо за формулою (2.46), а амплітуди парціальних мод A_p і B_q — за формулами (2.39), (2.42) відповідно. Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля H_z визначимо за формулами (2.1), (2.2). Поперечні компоненти магнітного й електричного полів знаходимо, використовуючи формули зв'язку поздовжніх і поперечних компонент [108].

2.2.2. Власні хвилі ТМ

Наведені в цьому розділі позначення для власних хвиль ТМ співпадають з наведеними вище для ТЕ-хвиль, проте вони стосуються лише власних хвиль типу ТМ. Так само, як і в розділі 2.1.2 розподіли компонент E_z і H_φ у

поперечній площині областей I і II (рис 2.1) представимо у вигляді нескінченних сум парціальних мод (2.20)–(2.23). Аналогічними для цих компонент є також граничні умови (2.24)–(2.26). Для поєднання умов (2.24) і (2.26) уведемо функцію $X(\varphi)$ таку, що:

$$X(\varphi \in [(\alpha - \gamma) / 2; \alpha / 2]) = 0, \quad (2.53)$$

$$E_z^I(r = d, \varphi) = X(\varphi), \quad (2.54)$$

$$E_z^{II}(r = d, \varphi) = X(\varphi). \quad (2.55)$$

Підставивши (2.20) в (2.54), отримуємо:

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)\varphi) JY(l_1(n), k_c a, k_c d) = X(\varphi). \quad (2.56)$$

Помножимо ліву та праву частини рівняння (2.56) на функції $\sin(l_1(p)\varphi)$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; (\alpha - \gamma) / 2]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$A_p \frac{\alpha - \gamma}{4} JY(l_1(p), k_c a, k_c d) = \int_0^{(\alpha - \gamma) / 2} X(\varphi) \sin(l_1(p)\varphi) d\varphi,$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 2.1)

$$A_p = \frac{4 \int_0^{(\alpha - \gamma) / 2} X(\varphi) \sin(l_1(p)\varphi) d\varphi}{(\alpha - \gamma) JY(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (2.57)$$

Підставивши (2.21) в (2.55), отримуємо:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = X(\varphi). \quad (2.58)$$

Потім помножимо ліву та праву частини рівняння (2.58) на функції $\sin(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; \alpha / 2]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$B_q \frac{\alpha}{4} JY(l_2(q), k_c b, k_c d) = \int_0^{\alpha / 2} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi, \quad (2.59)$$

звідки випливає, що амплітуда q -ої парціальної моди в області II (рис. 2.1)

$$B_q = \frac{4 \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi}{\alpha JY(l_2(q), k_c b, k_c d)}. \quad (2.60)$$

У формулах (2.59), (2.60) верхня межа інтегрування становить $(\alpha - \gamma)/2$, а не $\alpha/2$, оскільки з (2.53) випливає, що: $\int_{(\alpha-\gamma)/2}^{\alpha/2} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi = 0$.

Підставивши (2.57), (2.60) в (2.22), (2.23) відповідно, отримуємо:

$$H_\varphi^I(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4 \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_1(n)\varphi) d\varphi}{(\alpha - \gamma) JY(l_1(n), k_c a, k_c d)} \sin(l_1(n)\varphi) JY'(l_1(n), k_c a, k_c r), \quad (2.61)$$

$$H_\varphi^{II}(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{4 \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi}{\alpha JY(l_2(m), k_c b, k_c d)} \sin(l_2(m)\varphi) JY'(l_2(m), k_c b, k_c r). \quad (2.62)$$

Підставивши (2.61), (2.62) в умову неперервності (2.25), отримуємо інтегральне рівняння відносно невідомої поздовжньої компоненти електричного поля E_z на межі між частковими областями I і II (рис. 2.1):

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(l_1(n)\varphi) F(l_1(n), k_c a, k_c d)^{(\alpha-\gamma)/2}}{(\alpha - \gamma)} \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_1(n)\varphi) d\varphi - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin(l_2(m)\varphi) F(l_2(m), k_c b, k_c d)^{(\alpha-\gamma)/2}}{\alpha} \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi = 0. \quad (2.63)$$

У цьому інтегральному рівнянні використано позначення:

$$F(l, x, y) = JY'(l, x, y) / JY(l, x, y).$$

Для розв'язання інтегрального рівняння (2.63) невідому функцію $X(\varphi)$ представимо у вигляді (2.46).

У точці поперечного перерізу ($r = d; \varphi = 0$), яка належить ідеально провідній поверхні СКРХ повинна задовольнятися умова $E_z(d; 0) = 0$. У [107, 109] показано, що в околі точки ($r = d; \varphi = (\alpha - \gamma)/2$) повинна задовольнятися умова на ребрі, що характеризує сингулярну поведінку поля на ньому, а саме:

$$E_z(r=d, \varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow (\alpha-\gamma)/2} \sim [(\alpha-\gamma)/2 - \varphi]^{2/3}.$$

Отже, з урахуванням (2.54), (2.55) невідома функція $X(\varphi)$ повинна задовольняти умовам:

$$\begin{cases} X(0) = 0, \\ X(\varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow (\alpha-\gamma)/2} \sim [(\alpha-\gamma)/2 - \varphi]^{2/3}. \end{cases} \quad (2.64)$$

Умовам (2.64) задовольняють ортогональні на інтервалі $[0; (\alpha-\gamma)/2]$ базисні функції такого виду:

$$R_i(\varphi) = \left[1 - (t(\varphi))^2\right]^{2/3} C_{2i+1}^{11/6}(t(\varphi)), \quad (2.65)$$

де $t(\varphi) = 2\varphi/(\alpha-\gamma)$, $C_{2i+1}^{11/6}(t(\varphi))$ — поліноми Гегенбауера непарного степеня порядку $11/6$ [110].

Зведемо інтегральне рівняння (2.63) до СЛАР. Для цього підставимо (2.65) у (2.46), а потім (2.46) у (2.63). Після цього помножимо ліву та праву частини рівняння (2.63) на функції $\sin(l_1(p)\varphi)$, $p = 0, 1, 2, \dots, P_1$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; (\alpha-\gamma)/2]$, на якому ця система функцій ортогональна. У результаті отримаємо однорідну СЛАР, вираз для якої співпадає з (2.49), але позначення, що входять в неї, інші:

$$\begin{aligned} I(p, m) &= \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} \sin(l_2(m)\varphi) \sin(l_1(p)\varphi) d\varphi = \\ &= \frac{\alpha-\gamma}{4} \left\{ \operatorname{sinc} \left[(2m+1) \frac{\alpha-\gamma}{2\alpha} - (p+1) \right] - \operatorname{sinc} \left[(2m+1) \frac{\alpha-\gamma}{2\alpha} + (p+1) \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$I_R^I(p, i) = \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} R_i(\varphi) \sin(l_1(p)\varphi) d\varphi = \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} \left[1 - (t(\varphi))^2\right]^{2/3} C_{2i+1}^{11/6}(t(\varphi)) \sin(l_1(p)\varphi) d\varphi, \quad (2.66)$$

$$I_R^{II}(m, i) = \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} R_i(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi = \int_0^{(\alpha-\gamma)/2} \left[1 - (t(\varphi))^2\right]^{2/3} C_{2i+1}^{11/6}(t(\varphi)) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi. \quad (2.67)$$

Інтеграли в (2.66), (2.67) аналітично не визначаються. Спростимо їх вирази, виконавши заміну змінної $t = 2\varphi/(\alpha-\gamma)$:

$$I_R^I(p, i) = \frac{\alpha - \gamma}{2} \int_0^1 (1 - t^2)^{2/3} C_{2i+1}^{11/6}(t) \sin(\pi(p+1)t) dt,$$

$$I_R^{II}(m, i) = \frac{\alpha - \gamma}{2} \int_0^1 (1 - t^2)^{2/3} C_{2i+1}^{11/6}(t) \sin\left(\pi(2m+1)\frac{\alpha - \gamma}{2\alpha}t\right) dt.$$

Подальше розв'язання крайової задачі для ТМ-хвиль аналогічне описаному вище для ТЕ-хвиль.

2.2.3. Збіжність розв'язків для критичних хвильових чисел

На основі створених математичних моделей розроблено алгоритми і програму для розрахунку критичних хвильових чисел і розподілів компонент полів власних хвиль СКРХ. Використовуючи цю програму, проведемо аналіз збіжності розв'язків для критичних хвильових чисел СКРХ обох конфігурацій (рис. 2.1) залежно від кількості базисних функцій M_1 і кількості парціальних мод M , якою потрібно обмежити внутрішні суми в (2.49). Установимо ті ж самі кути і відношення розмірів СКРХ, які були встановлені в розділі 2.1.3. Графіки відносних похибок ($\delta = [k_c(M_1; M) - k_c(10; 30)] / k_c(10; 30) \cdot 100\%$) критичних хвильових чисел перших чотирьох мод СКРХ залежно від кількості базисних функцій M_1 при фіксованій кількості парціальних мод $M=30$ показано на рис. 2.5, де відносні похибки для першої, другої, третьої ТЕ-хвиль і для першої ТМ-хвилі показано суцільною, штриховою, штрихпунктирною і пунктирною лініями відповідно. Результати для СКРХ з ребром на внутрішній циліндричній поверхні показані на рис. 2.5а–2.8а, результати для СКРХ з ребром на зовнішній циліндричній поверхні — на рис. 2.5б–2.8б.

Графіки відносних похибок у залежності від кількості використаних парціальних мод M при фіксованій кількості базисних функцій $M_1=10$ показано на рис. 2.6. Відносні похибки розраховано відносно критичних хвильових чисел, отриманих при $M_1=10$, $M=30$. При цьому як базисні функції було використано ортогональні на інтервалі $[0; (\alpha - \gamma) / 2]$ функції (2.48), (2.65), які задовольняють граничним умовам на ребрі.

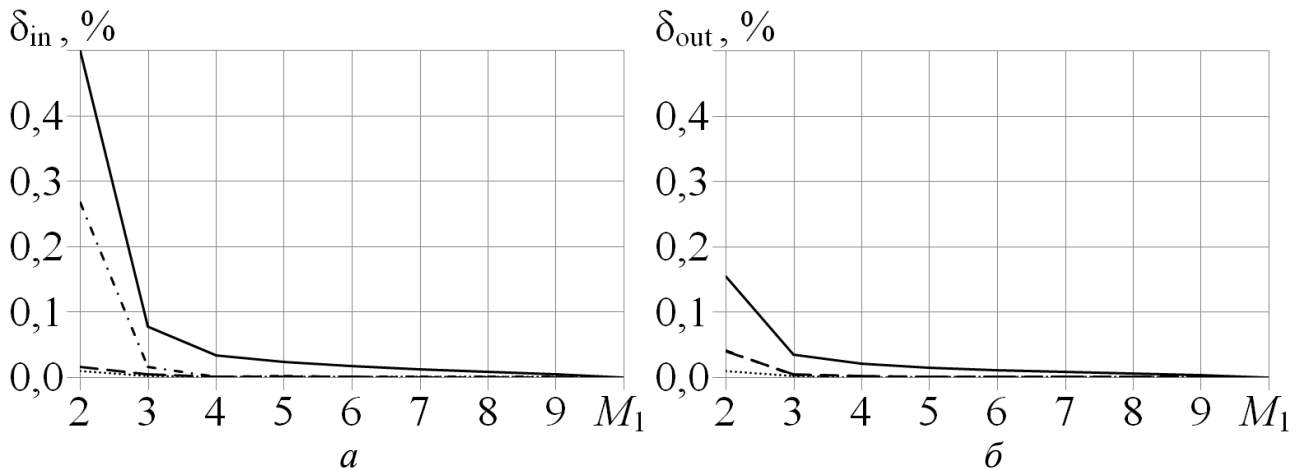


Рис. 2.5. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M_1

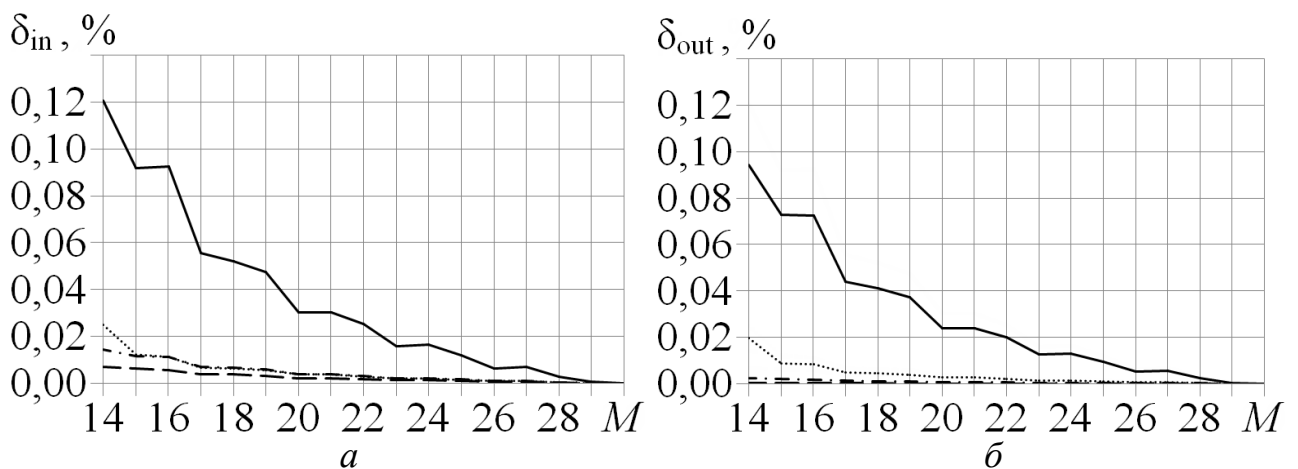


Рис. 2.6. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M

На рис. 2.5 видно, що при використанні 3 базисних функцій виду (2.48) і (2.65) відносна похибка критичних хвильових чисел перших 4 власних хвиль СКРХ не перевищує 0,1% порівняно зі значеннями критичних хвильових чисел при використанні 10 таких базисних функцій. З іншого боку, на рис. 2.6 видно, що при обмеженні внутрішніх сум у (2.49) 15 доданками відносні похибки критичних хвильових чисел перших 4 власних хвиль СКРХ не перевищують 0,1% порівняно зі значеннями критичних хвильових чисел при використанні 30 доданків. Отже, для розрахунку критичних хвильових чисел СКРХ обох конфігурацій із відносною похибкою, яка не перевищує 0,1%, достатньо в МІР використовувати 3 ортогональні базисні функції виду (2.48), (2.65) і 15 парціальних мод. У розділі 2.1.3 було показано, що для розрахунку критичних хвильових чисел СКРХ обох конфігурацій за допомогою МЧО із відносною похибкою, меншою за 0,1%, необхідно використовувати 24 парціальні моди.

При відносній похибці, меншій за 0,1%, час розрахунку критичних хвильових чисел власних хвиль СКРХ за допомогою МР менший, ніж час розрахунку за допомогою МЧО у 10 разів.

З метою порівняння інших базисних функцій у МР проаналізуємо збіжність розв'язків для критичних хвильових чисел при використанні системи неортогональних базисних функцій, що враховують сингулярність поля на ребрі, і системи ортогональних тригонометричних базисних функцій, які не враховують сингулярність на ребрі. Як неортогональні базисні функції, що враховують граничні умови на ребрі, використаємо відомі функції [101–104]:

$$R_i(\varphi) = [[(\alpha - \gamma) / 2]^2 - \varphi^2]^{-1/3} \cos(l_1(i)\varphi) \text{ для ТЕ-хвиль,} \quad (2.68)$$

$$R_i(\varphi) = [[(\alpha - \gamma) / 2]^2 - \varphi^2]^{-1/3} \sin(l_1(i)\varphi) \text{ для ТМ-хвиль.} \quad (2.69)$$

На рис. 2.7, 2.8 показано відносні похибки критичних хвильових чисел при використанні неортогональних базисних функцій (2.68), (2.69) і ортогональних тригонометричних базисних функцій відповідно. Відносні похибки розраховано відносно критичних хвильових чисел, отриманих при використанні ортогональних базисних функцій (2.48), (2.65) при $M_1=10$, $M=30$. Аналіз рис. 2.7, 2.8 показує, що для розрахунку критичних хвильових чисел СКРХ з точністю 0,1% необхідно використовувати не менше 6 базисних функцій виду (2.68), (2.69) і не менше 14 тригонометричних базисних функцій.

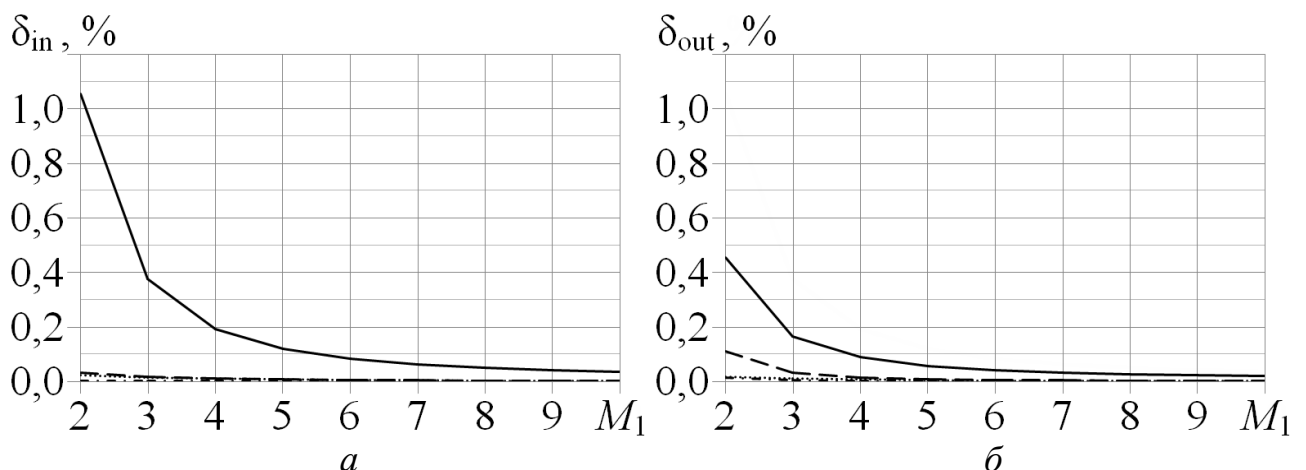


Рис. 2.7. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M_1

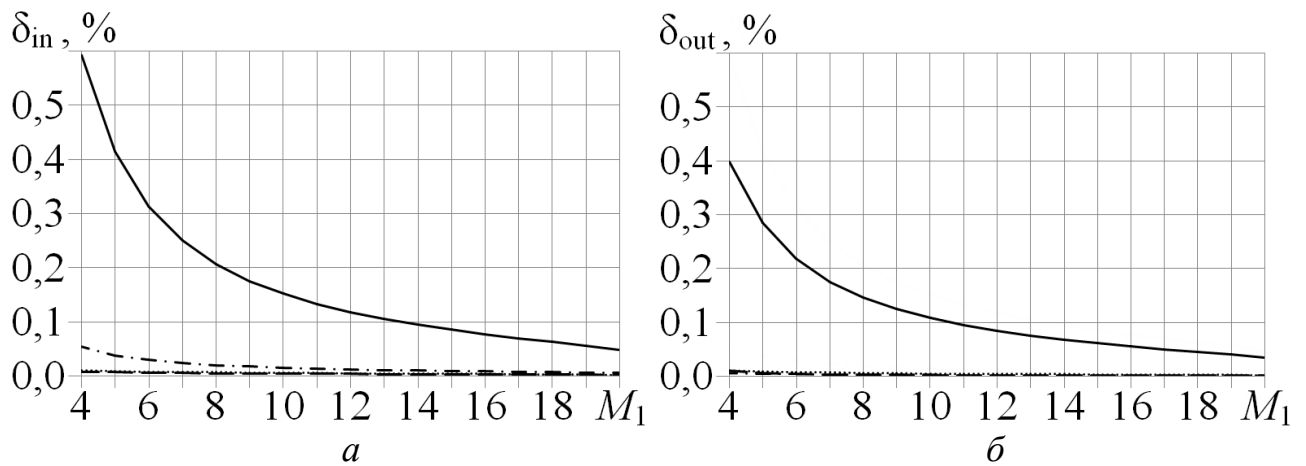


Рис. 2.8. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M_1

Отже, для отримання відносної похибки, яка не перевищує 0,1%, необхідно використовувати у 2 рази менше ортогональних базисних функцій, що правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрі ((2.48) для ТЕ-хвиль і (2.65) для ТМ-хвиль), ніж відомих неортогональних базисних функцій, які коректно враховують умови на ребрі ((2.68) для ТЕ-хвиль, (2.69) для ТМ-хвиль), і в 5 разів менше ортогональних базисних функцій, що враховують сингулярну поведінку поля на ребрі ((2.48) для ТЕ-хвиль і (2.65) для ТМ-хвиль), ніж ортогональних тригонометричних базисних функцій (косинуси для ТЕ-хвиль і синуси для ТМ-хвиль). При цьому час розрахунку зменшується у 4 і у 20 разів відповідно. Таким чином, система ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрі ((2.48) для ТЕ-хвиль і (2.65) для ТМ-хвиль) є найбільш ефективною.

2.2.4. Збіжність розв'язків для розподілів електричного поля

Проведемо аналіз збіжності розв'язків для розподілів електричного поля основної ТЕ-хвилі у СКРХ залежно від кількості парціальних мод і ортогональних базисних функцій, які коректно враховують сингулярність поля на ребрі. Розрахунки проводитимемо для двох конфігурацій СКРХ, зображених на рис. 2.1. Установимо ті ж самі кути і відношення розмірів СКРХ, які були встановлені в розділі 2.1.3.

При використанні в МІР 10 базисних функцій і 30 парціальних мод критичні хвильові числа співпадають з точністю 0,3% з розрахованими за

допомогою програмного забезпечення CST Microwave Studio, при розмірі сітки $\lambda/100$, де λ — довжина хвилі в робочому діапазоні частот СКРХ. З іншого боку, в розділі 2.3.3 показано, що для розрахунку критичних хвильових чисел СКРХ обох конфігурацій за допомогою МІР із використанням систем ортогональних базисних функцій, що коректно враховують граничні умови на ребрі, з відносною похибкою, яка не перевищує 0,1%, достатньо використовувати 3 такі базисні функції і 15 парціальних мод. Отже, для аналізу збіжності розв'язків для розподілів електричного поля порівняємо розподіли компонент електричного поля, розраховані при використанні 3 або 10 базисних функцій і 15 або 30 парціальних мод відповідно.

Розподіли компонент електричного поля для основної ТЕ-хвилі СКРХ показані на рис. 2.9, 2.10. Розподіли для радіальної компоненти електричного поля $E_r(r=d, \varphi \in [0; \alpha])$, розраховані на межі областей I і II (рис. 2.1), показані на рис. 2.9, а для азимутальної $E_\varphi(r=d, \varphi \in [0; \alpha])$ — на рис. 2.10. На рис. 2.9, 2.10 результати, отримані при використанні 3 ортогональних базисних функцій, що коректно враховують умови на ребрі, з 15 парціальними модами і 10 таких базисних функцій з 30 парціальними модами, показано штриховою і суцільною лініями відповідно.

Як видно на рис. 2.9 і 2.10, при збільшенні кількості використаних базисних функцій і парціальних мод розподіли компонент електричного поля більш виразними стають особливості в околах ребер в області пікових значень стають вужчими і гострішими. Ці різкі збільшення електричного поля викликані сингулярністю поведінки поля на ребрі. Чим більше ортогональних базисних функцій і парціальних мод використовуються при розрахунку розподілів компонент електричного поля, тим точніше їх сума апроксимує цю сингулярність.

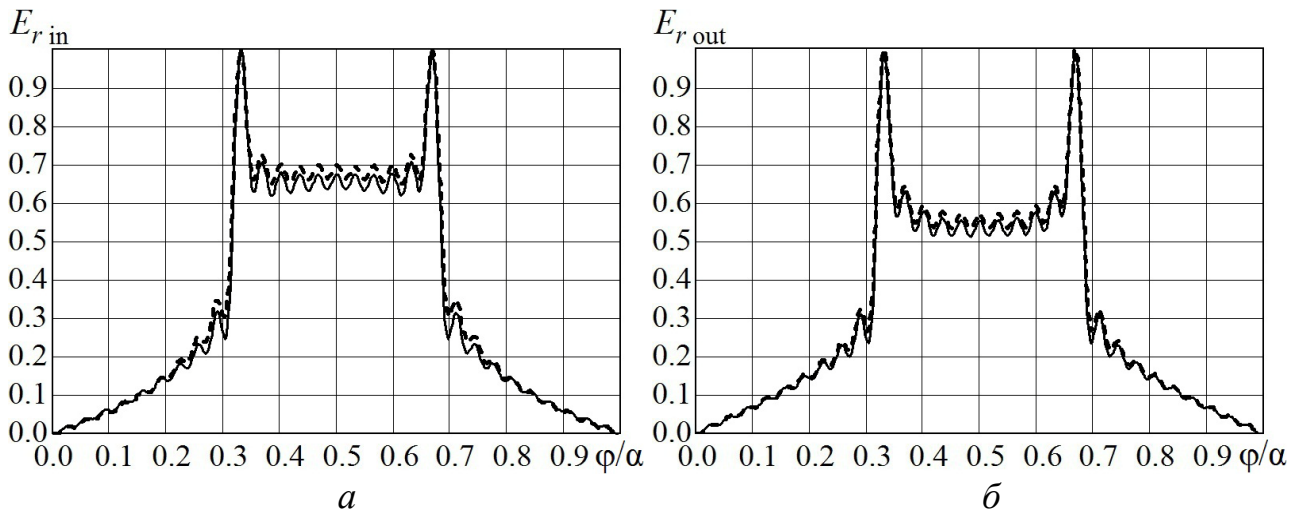


Рис. 2.9. Розподіли радіальної компоненти електричного поля першої ТЕ-хвилі

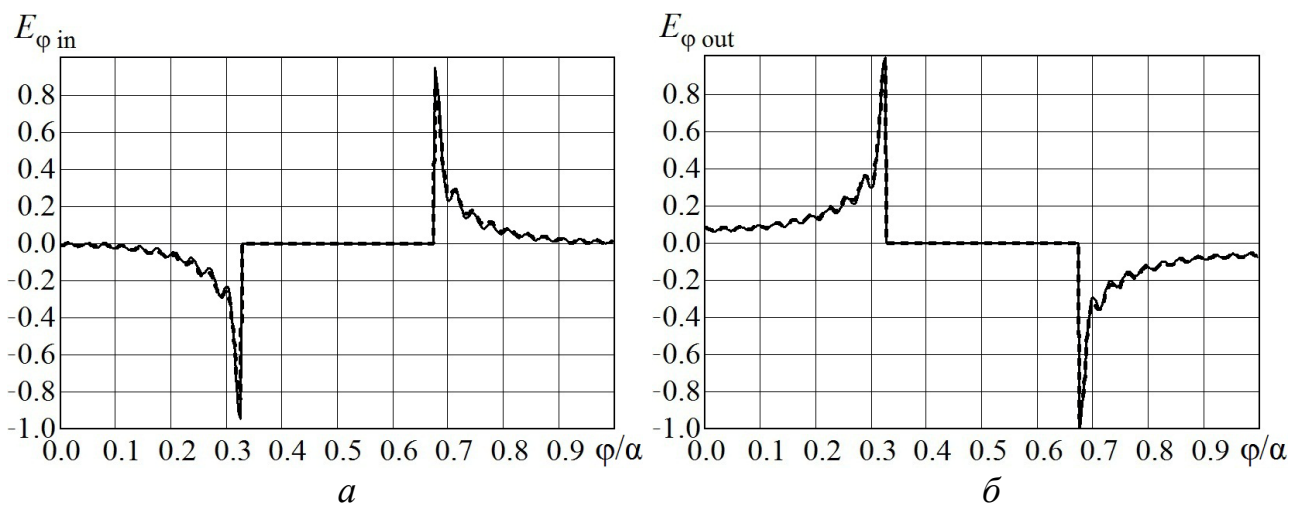


Рис. 2.10. Розподіли кутової компоненти електричного поля першої ТЕ-хвилі

На рис. 2.9 і 2.10 також видно, що розподіли компонент електричного поля для власних хвиль СКРХ, розраховані при використанні 3 ортогональних базисних функцій, що коректно враховують умови на ребрі, з 15 парціальними модами, досить добре узгоджуються з розподілами, розрахованими при використанні 10 таких базисних функцій із 30 парціальними модами. Невеликі відхилення між розподілами радіальної компоненти електричного поля виникають в проміжках між ребром і провідною циліндричною поверхнею, де при використанні 10 базисних функцій і 30 парціальних мод ці розподіли є ближчими до однорідних. Однорідність цих розподілів у вказаній області поперечного перерізу СКРХ підтверджується результатами, розрахованими за допомогою МЧО при використанні 30 парціальних мод і показаними на рис. 2.3 і 2.4 суцільною лінією.

Порівнюючи відповідно рис 2.3, 2.4 із рис 2.9, 2.10, бачимо, що використання лише 3 ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярність на ребрі, і лише 15 парціальних мод у МІР дає значно кращі результати для розподілів електричного поля СКРХ, ніж використання 30 парціальних мод при застосуванні МЧО. Особливо це помітно в бічних областях СКРХ при $\varphi \in [0; 0.3\alpha] \cup [0.7\alpha; \alpha]$, де розподіли, отримані за допомогою МЧО (рис 2.3 і 2.4) мають значно більші коливання вищих парціальних мод, які з фізичної точки зору повинні бути відсутні для основної ТЕ-хвилі. Оскільки в бічних областях СКРХ відсутні неоднорідності структури, то в них електричне поле основної ТЕ-хвилі повинно монотонно спадати, подібно розподілу основної хвилі TE_{10} в прямокутних хвилеводах. Час розрахунку розподілів електричного поля власних хвиль СКРХ за допомогою МІР у 3 рази менший, ніж при використанні МЧО.

Таким чином, МІР із використанням ортогональних базисних функцій, які правильно враховують особливість поля на ребрі, забезпечує швидший ніж МЧО розрахунок як критичних хвильових чисел, так і розподілів електричного поля власних хвиль СКРХ.

Отже, для коректного розрахунку розподілів полів власних хвиль СКРХ за допомогою МІР необхідно використовувати не менше 3 ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярність на ребрі, і не менше 15 парціальних мод.

2.3. Власні хвилі секторних коаксіальних ребристих хвилеводів

2.3.1. Критичні хвильові числа

Оскільки МІР дозволяє значно швидше за МЧО розрахувати критичні хвильові числа і розподіли полів власних хвиль СКРХ, то аналіз указаних характеристик власних хвиль проведемо за допомогою МІР із використанням ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрі ((2.48) для ТЕ-хвиль і (2.65) для ТМ-хвиль).

Проаналізуємо залежності критичних хвильових чисел перших трьох ТЕ-хвиль і першої ТМ-хвилі СКРХ обох конфігурацій (рис. 2.1) від зміни відносної висоти ребра h для фіксованого кута $\alpha = 86^\circ$ і для різних кутових розмірів ребра γ та різних відношень радіусів внутрішньої та зовнішньої циліндричних стінок. Результати розрахунків критичних хвильових чисел (k_c), помножених на зовнішній радіус СКРХ з ребром на внутрішній ($k_{c_{in}}b$) або зовнішній ($k_{c_{out}}a$) провідній циліндричній поверхні, отримані методом інтегральних рівнянь, реалізованим у власній розробленій програмі з використанням математичного пакету Mathcad, наведено на рис. 2.11–2.16. Там же показано результати, отримані методом FDTD, який реалізований у програмному пакеті CST Microwave Studio при розмірі сітки $\lambda/100$, де λ — довжина хвилі в робочому діапазоні частот СКРХ.

На рис. 2.11–2.16 результати, отримані методом інтегральних рівнянь, показано лініями, а результати, отримані за допомогою FDTD — значками. Різниця між результатами розрахунків критичних хвильових чисел цими двома методами не перевищує 0,3%. Результати для першої ТЕ-хвилі показані суцільними лініями і кільцями, для другої ТЕ-хвилі — штриховими лініями і трикутниками, для третьої ТЕ-хвилі — штрихпунктирними лініями і квадратами, для першої ТМ-хвилі — пунктирними лініями і діагональними хрестами. На рис. 2.11–2.13 показано залежності критичних хвильових чисел від відносної висоти ребра $h = (d - a)/b$ при $\gamma = 10, 30, 50^\circ$ і $a/b = 0,3; 0,5; 0,7$ для СКРХ з ребром на внутрішній циліндричній поверхні, а на рис. 2.14–2.16 — аналогічно для СКРХ з ребром на зовнішній циліндричній поверхні в залежності від $h = (a - d)/a$ при $\gamma = 10, 30, 50^\circ$ и $b/a = 0,3; 0,5; 0,7$.

Як видно на рис. 2.11–2.16, при будь-яких геометричних конфігураціях СКРХ основною власною хвилею є ТЕ-хвиля. При відношеннях внутрішнього і зовнішнього радіусів, які менші за 0,5, і низькому ребрі ($(d-a)/b \leq 0,05$ для СКРХ з ребром на внутрішній циліндричній поверхні або $(a-d)/a \leq 0,05$ для СКРХ з ребром на зовнішній циліндричній поверхні) другою власною хвилею є

ТМ-хвиля. При збільшенні висоти ребра чи відношення внутрішнього і зовнішнього радіусів другою власною хвилею стає ТЕ-хвиля. На практиці частіше використовують хвилеводи з високими ребрами, тому робоча смуга частот одномодового режиму роботи СКРХ визначається відношенням критичних частот (чи критичних хвильових чисел) двох нижчих ТЕ-хвиль.

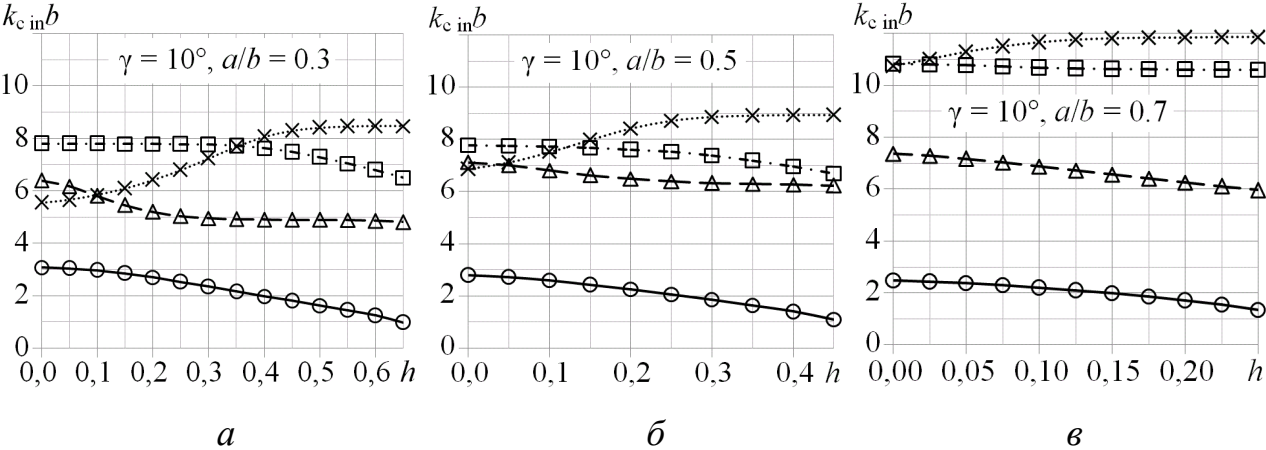


Рис. 2.11. Критичні хвильові числа ($k_{c \text{ in } b}$) СКРХ з ребром на внутрішній стінці

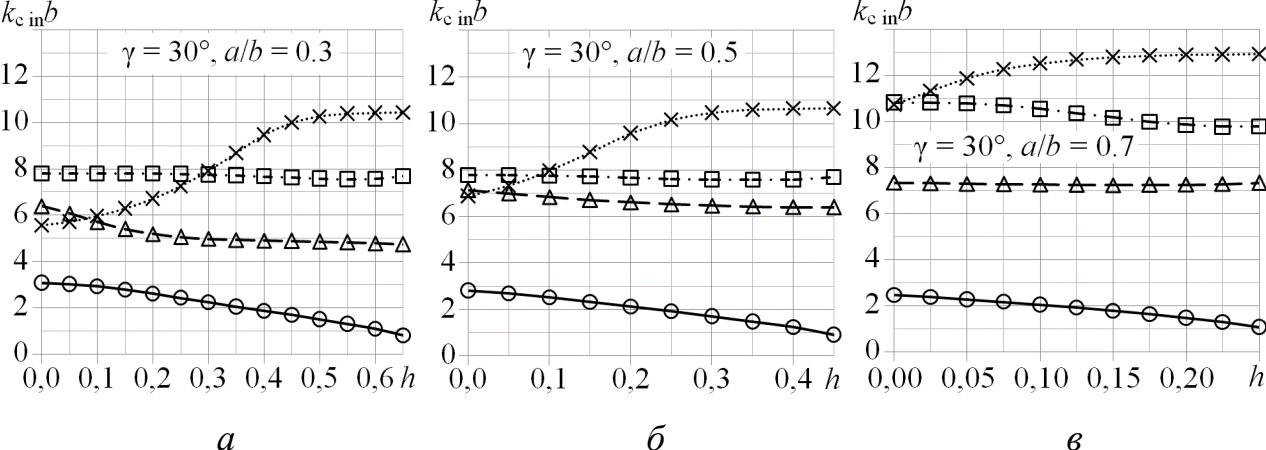


Рис. 2.12. Критичні хвильові числа ($k_{c \text{ in } b}$) СКРХ з ребром на внутрішній стінці

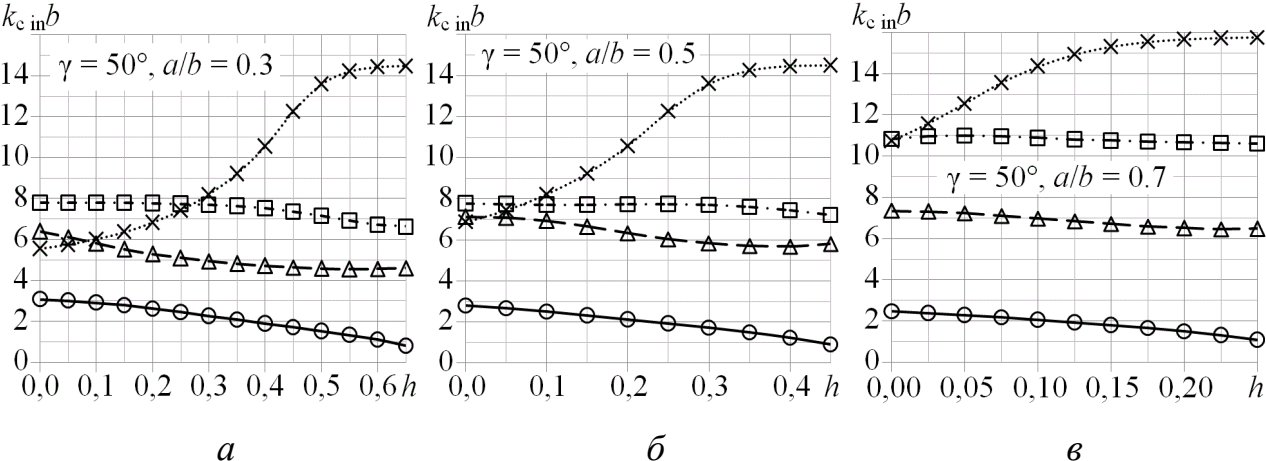


Рис. 2.13. Критичні хвильові числа ($k_{c \text{ in } b}$) СКРХ з ребром на внутрішній стінці

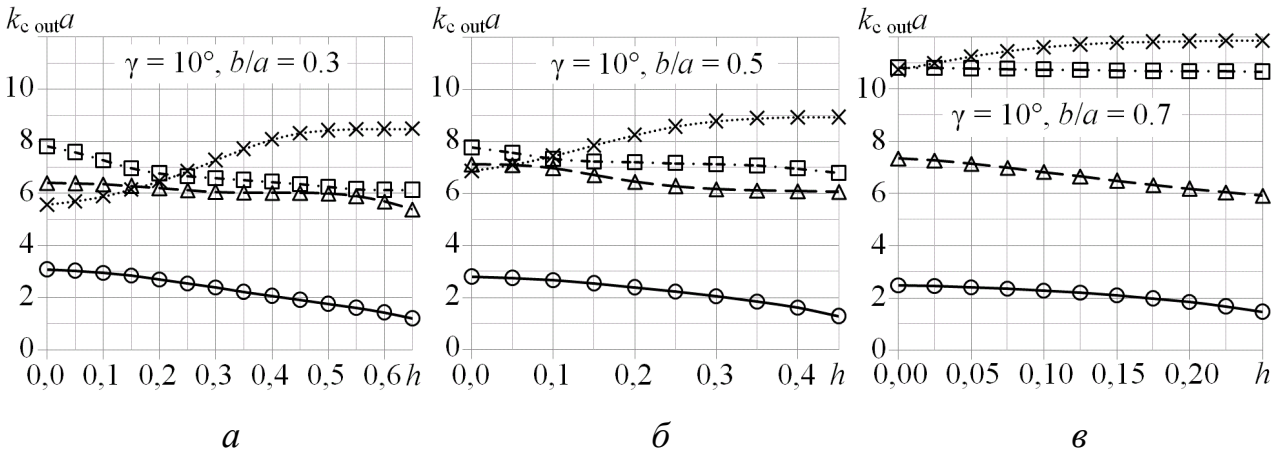


Рис. 2.14. Критичні хвильові числа ($k_{c\ out} a$) СКРХ з ребром на зовнішній стінці

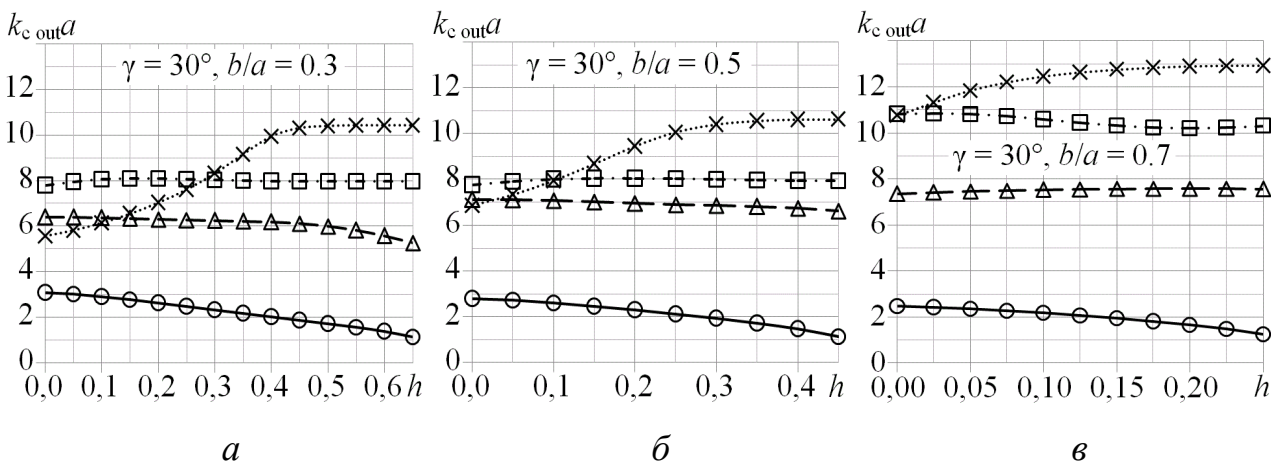


Рис. 2.15. Критичні хвильові числа ($k_{c\ out} a$) СКРХ з ребром на зовнішній стінці

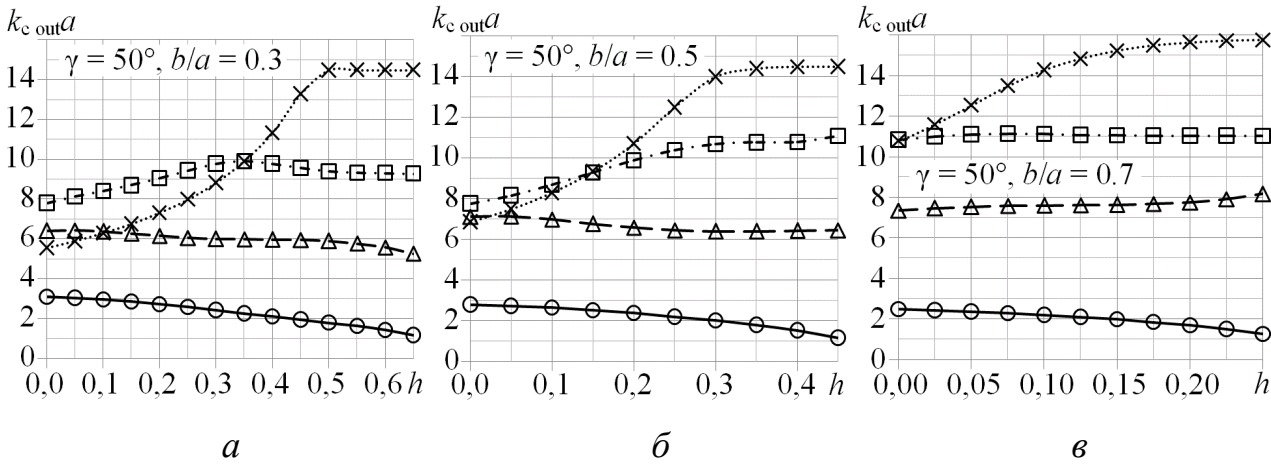


Рис. 2.16. Критичні хвильові числа ($k_{c\ out} a$) СКРХ з ребром на зовнішній стінці

2.3.2. Розподіли компонент електричного поля

Дослідимо розподіли електричного поля СКРХ обох конфігурацій для тих же самих кутів і відношень розмірів, які були встановлені в розділі 2.1.3.

На рис. 2.17–2.25 показано розподіли компонент електричного поля, нормовані до максимального значення, для перших трьох ТЕ-хвиль, а на рис. 2.26–2.28 — для першої ТМ-хвилі. Розподіли компонент електричного поля для СКРХ з ребром на внутрішній циліндричній поверхні наведено на рис. 2.17а–2.28а, а для СКРХ з ребром на зовнішній циліндричній поверхні — на рис. 2.17б–2.28б.

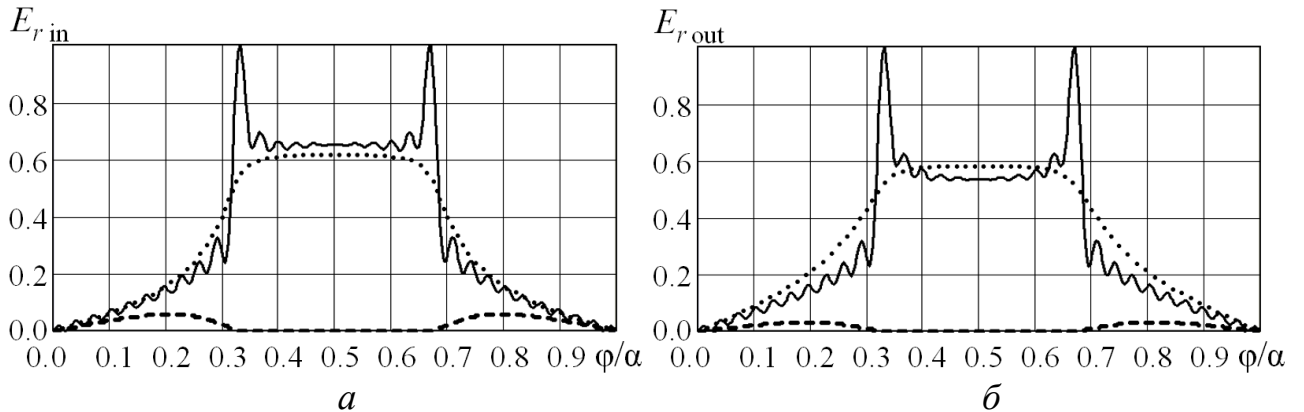


Рис. 2.17. Розподіли радіальної компоненти електричного поля основної ТЕ-хвилі

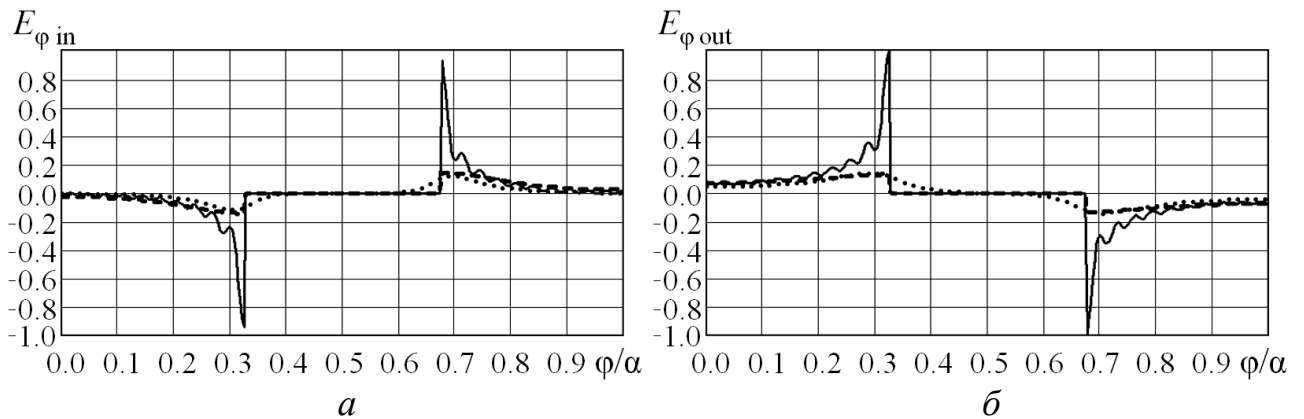


Рис. 2.18. Розподіли азимутальної компоненти електричного поля основної ТЕ-хвилі

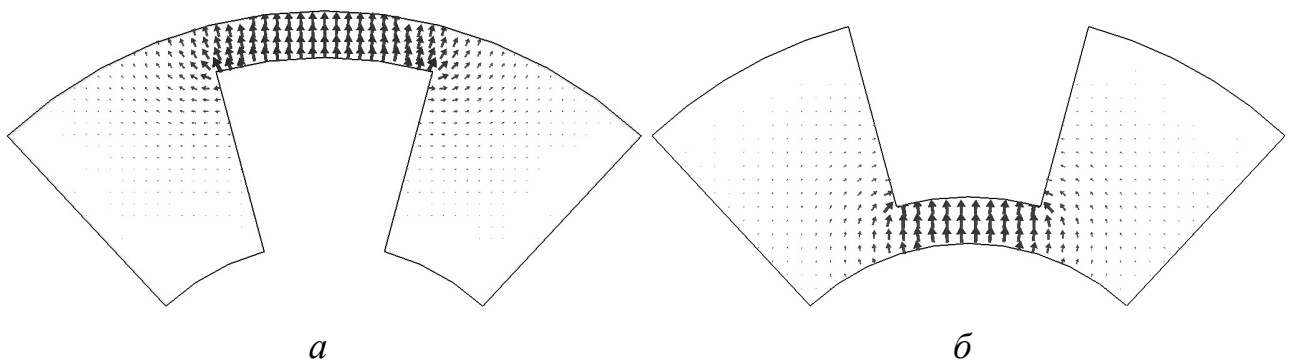


Рис. 2.19. Векторні розподіли електричного поля основної ТЕ-хвилі

На рис. 2.17, 2.20, 2.23, 2.26 показано радіальні компоненти E_r , електричного поля, а на рис. 2.18, 2.21, 2.24, 2.27 — його азимутальні компоненти E_φ . На рис. 2.17, 2.18, 2.20, 2.21, 2.23, 2.24, 2.26, 2.27 розподіли на циліндричній поверхні з радіусом $(a+b)/2$, що відповідає середині бічних областей СКРХ, показані штриховою лінією, на поверхні з радіусом d , що відповідає граничній поверхні між областями I і II, — суцільною лінією, на поверхні з радіусом $(b+d)/2$, що відповідає середині зазору між ребром і провідною циліндричною поверхнею, — пунктирною лінією.

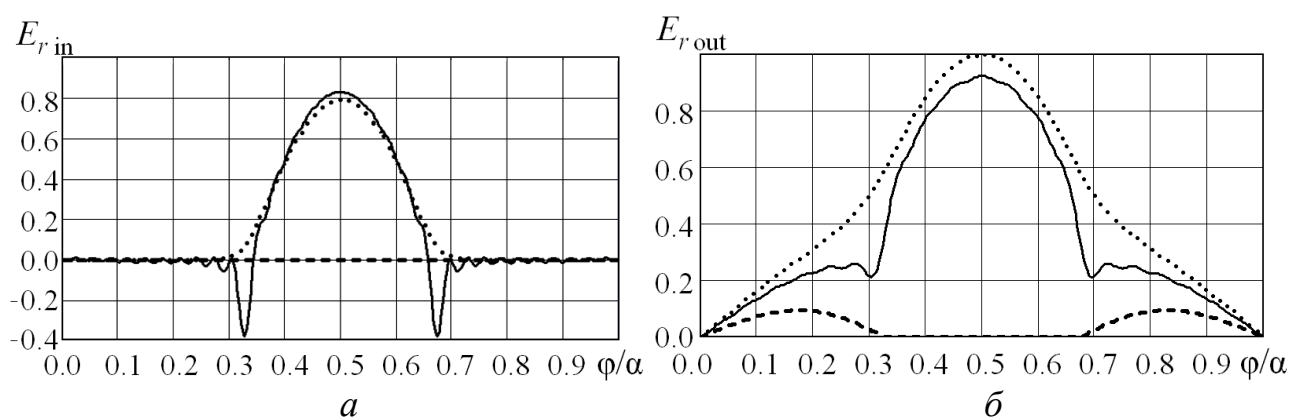


Рис. 2.20. Розподіли радіальної складової електричного поля другої ТЕ-хвилі

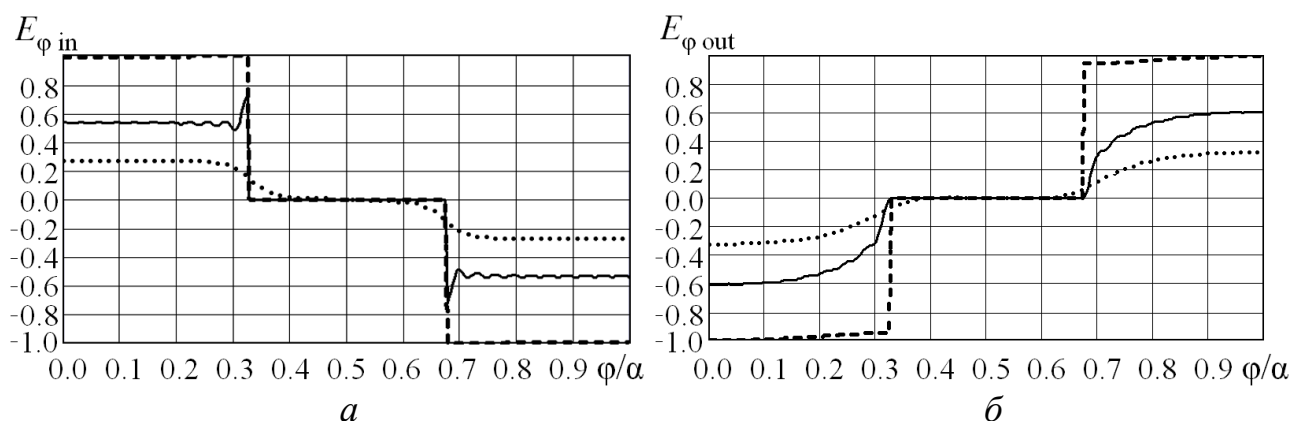


Рис. 2.21. Розподіли азимутальної складової електричного поля другої ТЕ-хвилі

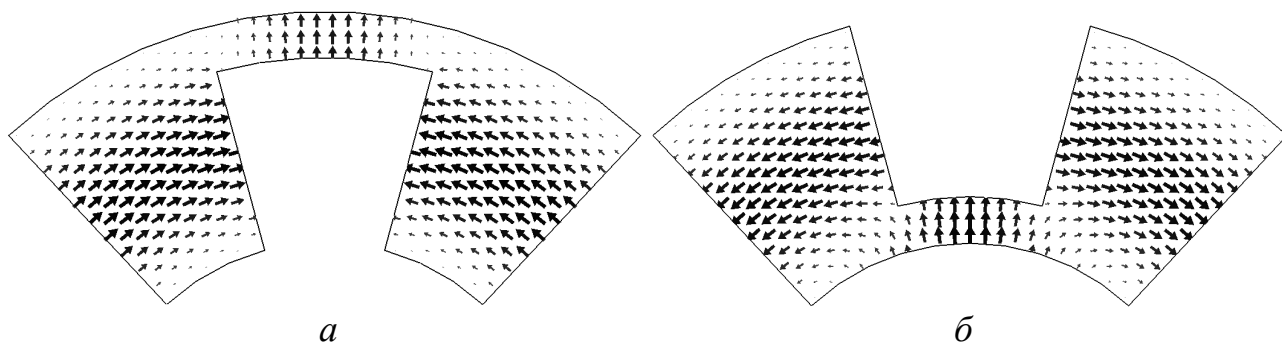


Рис. 2.22. Векторні розподіли електричного поля другої ТЕ-хвилі

Порівнюючи між собою рис. 2.11–2.13 і рис. 2.14–2.16, бачимо, що критичні хвильові числа досліджуваних власних хвиль практично однаково залежать від відносної висоти ребра для обох конфігурацій СКРХ. Критичне хвильове число, а, отже, і критична частота, основної власної хвилі СКРХ монотонно зменшується при збільшенні висоти ребра. При цьому електричне і магнітне поля хвилі основного типу зосереджуються біля країв ребра і в проміжку між ребром і циліндричною поверхнею СКРХ (див. рис. 2.17–2.19).

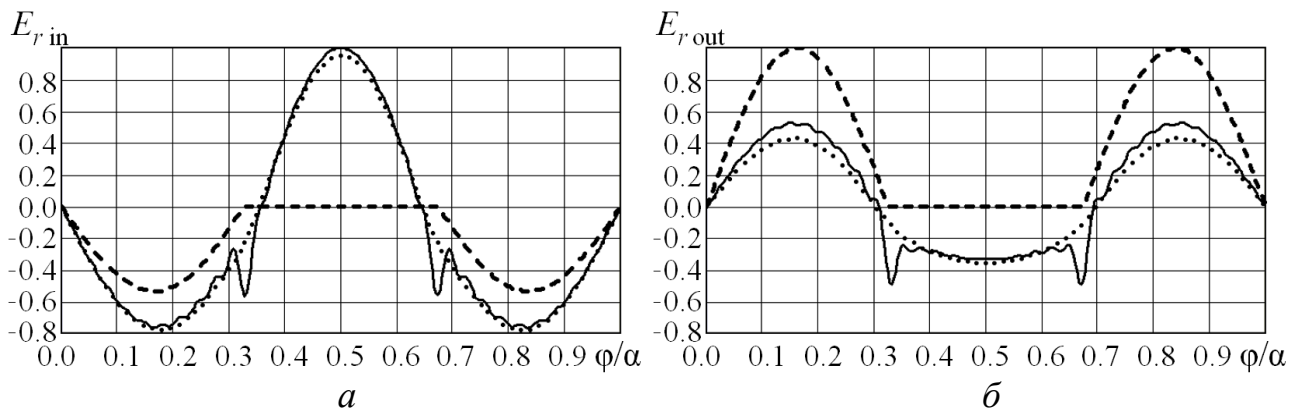


Рис. 2.23. Розподіли радіальної компоненти електричного поля третьої ТЕ-хвилі

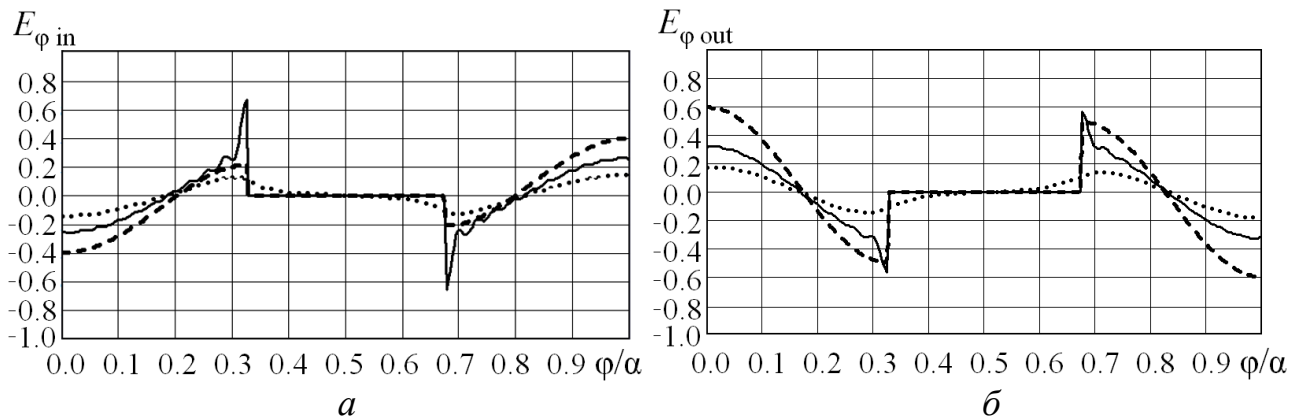


Рис. 2.24. Розподіли азимутальної компоненти електричного поля третьої ТЕ-хвилі

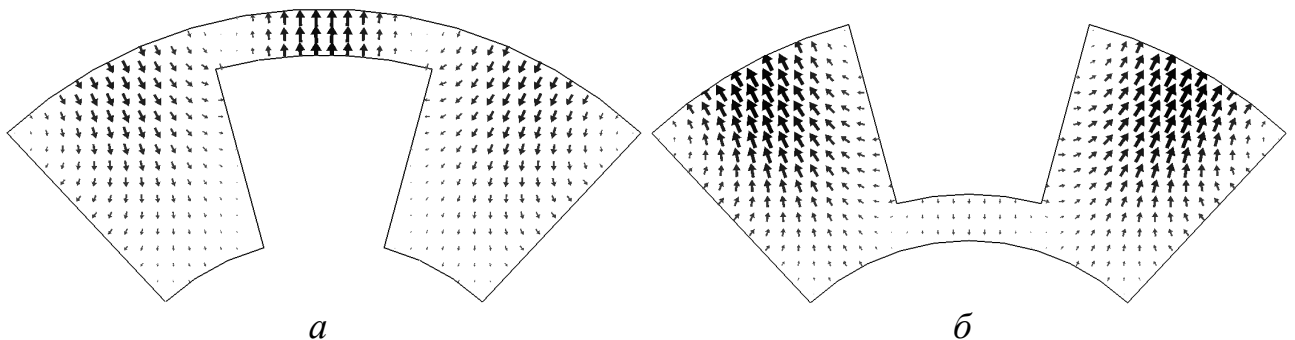


Рис. 2.25. Векторні розподіли електричного поля третьої ТЕ-хвилі

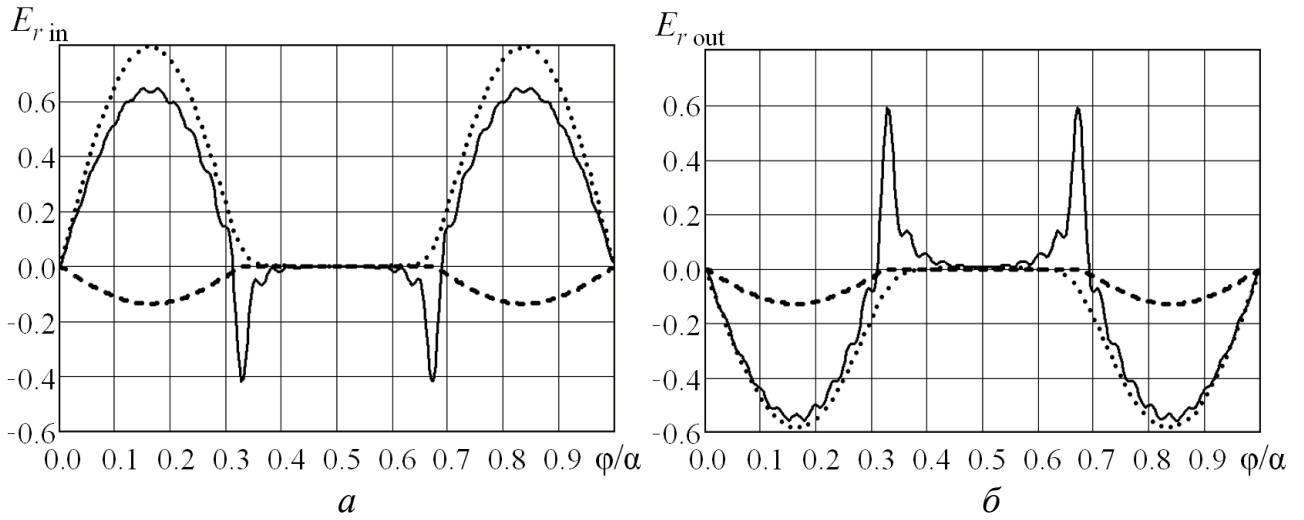


Рис. 2.26. Розподіли радіальної компоненти електричного поля першої ТМ-хвилі

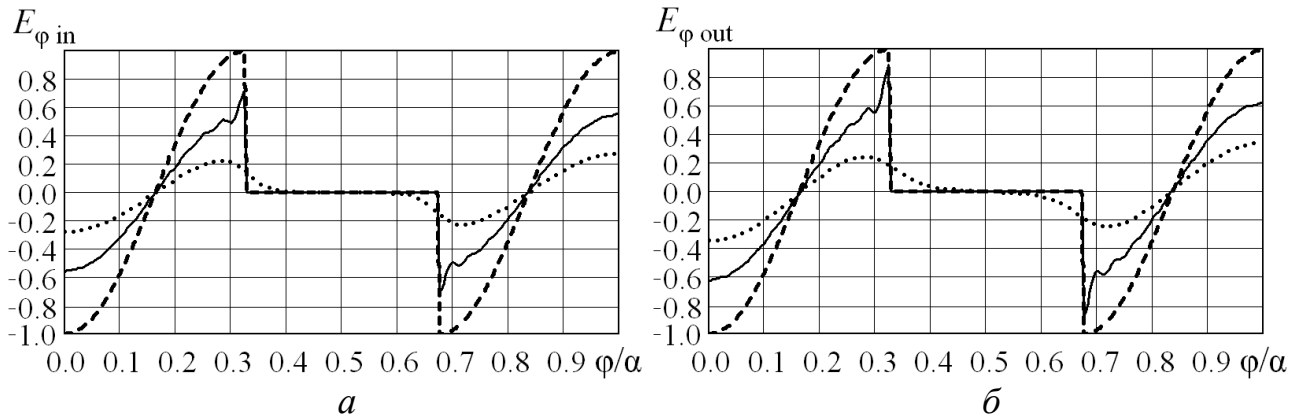


Рис. 2.27. Розподіли азимутальної компоненти електричного поля першої ТМ-хвилі

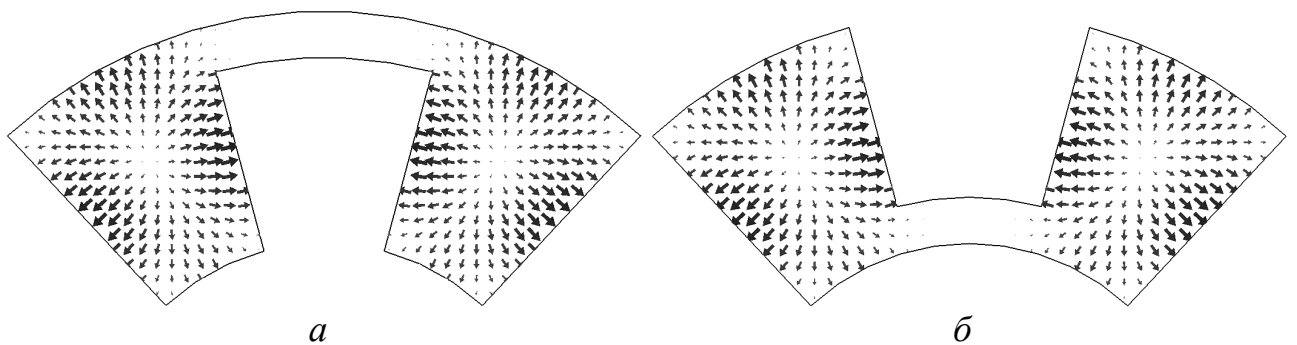


Рис. 2.28. Векторні розподіли електричного поля першої ТМ-хвилі

На рис. 2.17 видно, що радіальна компонента електричного поля основної ТЕ-хвилі на краях ребер синфазна з полем у зазорі між ребром і циліндричною поверхнею СКРХ. На рис. 2.17, 2.18 видно, що максимальні значення радіальної і азимутальної компонент електричного поля основної ТЕ-хвилі

досягаються біля країв ребра. При віддаленні від ребра у будь-якому напрямку азимутальна компонента електричного поля швидко зменшується і практично є присутньою тільки біля країв ребра. Розподіли компонент електричного поля основної ТЕ-хвилі (рис. 2.17, 2.19) узгоджуються з розподілами, отриманими в [105, 111] для прямокутних однореберних і двореберних хвилеводів. На рис. 2.20, 2.23 видно, що радіальна компонента електричного поля двох вищих ТЕ-хвиль на краях ребер синфазна з полем у зазорі між ребром і циліндричною поверхнею для СКРХ з ребром на зовнішній стінці і протифазна з ним для СКРХ з ребром на внутрішній стінці. На рис. 2.20–2.22 видно, що радіальна компонента електричного поля другої ТЕ-хвилі практично повністю зосереджена в зазорі між ребром і циліндричною поверхнею, азимутальна компонента — у бічних областях СКРХ, де її розподіл за кутом близький до однорідного.

На рис. 2.11–2.16 видно, що при збільшенні висоти ребра СКРХ критичне хвильове число першої ТМ-хвилі спочатку збільшується, а потім практично не змінюється, оскільки при високому ребрі електричне і магнітне поля цієї власної хвилі зосереджуються у бічних областях СКРХ і висота ребра мало впливає на розподіл поля (рис. 2.28) і на критичне хвильове число. Аналіз розподілу полів показує, що при відносно високому ребрі СКРХ поля перших ТМ-хвиль практично відсутні в зазорі між ребром і циліндричною поверхнею. Для перших ТМ-хвиль поля зосереджуються у бічних областях СКРХ. Це спричинено тим, що поздовжня компонента електричного поля є тангенціальною відносно поверхні ребра і відносно провідної циліндричної поверхні СКРХ. При малому зазорі ця компонента електричного поля витісняється з нього. Поперечні компоненти електричного і магнітного полів ТМ-хвиль визначаються через поздовжню компоненту електричного поля. Тому електричне і магнітне поля перших ТМ-хвиль практично відсутні у малому зазорі між провідною циліндричною поверхнею і ребром СКРХ.

2.3.3. Максимізація смуги частот одномодового режиму роботи

Проведемо оптимізацію СКРХ з метою досягнення максимальної смуги частот одномодового режиму роботи, що еквівалентно максимізації відношення критичних частот (чи критичних хвильових чисел) двох перших ТЕ-хвиль. При моделюванні будемо досліджувати критичні хвильові числа цих власних хвиль для двох варіантів СКРХ, зображених на рис. 2.1.

Проаналізуємо СКРХ з ребром на внутрішній провідній циліндричній поверхні (рис. 2.1а). При числовому моделюванні зафіксуємо кут $\alpha = 86^\circ$ і відносну величину зазору $(b-d)/b = 0,1$. Чим ця величина є меншою, тим ширшу смугу частот одномодового режиму роботи може забезпечити СКРХ. Для контролю точності та підтвердження достовірності отриманих результатів проведено розрахунок критичних хвильових чисел для двох перших ТЕ-хвиль СКРХ за допомогою FDTD, який реалізований у програмному пакеті CST Microwave Studio, при розмірі сітки $\lambda/100$, де λ — довжина хвилі в робочому діапазоні частот СКРХ.

Відношення критичних частот другої і першої ТЕ-хвиль для СКРХ з ребром на внутрішній провідній циліндричній поверхні в залежності від кута γ показано на рис. 2.29а, а для СКРХ з ребром на зовнішній провідній циліндричній поверхні — на рис. 2.29б. На рис. 2.29 результати, отримані за допомогою МІР, показано суцільною лінією, а результати, отримані за допомогою FDTD — кільцями.

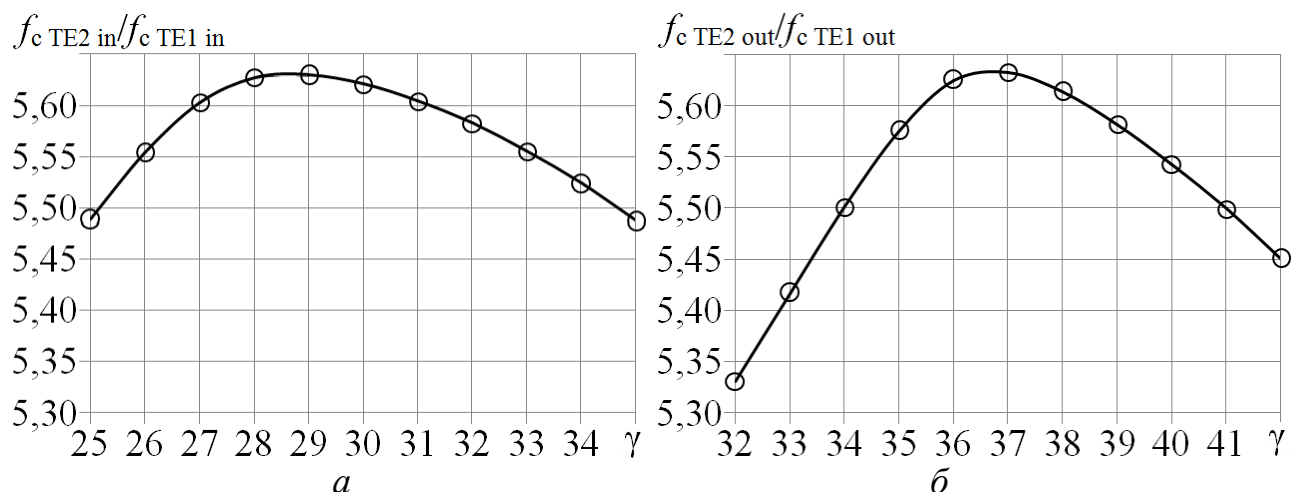


Рис. 2.29. Відношення критичних частот другої і першої ТЕ-хвиль СКРХ

На рис. 2.29 видно, що залежність відношення критичних частот другої і першої ТЕ-хвиль СКРХ від кута γ має екстремальний характер. Для $\alpha = 86^\circ$ і $(b - d)/b = 0,1$ максимальна смуга частот одномодового режиму роботи СКРХ з ребром на внутрішній циліндричній поверхні досягається при куті $\gamma = 29^\circ$ і відношенні радіусів $a/b = 0,58$. Максимум відношення критичних частот двох перших ТЕ-хвиль дорівнює 5,63. У точці максимуму $k_{c_{TE1in}} b = 1,3095$.

При числовому моделюванні СКРХ з ребром на зовнішній циліндричній поверхні (рис. 2.1б) встановлено, що для досягнення максимуму відношення критичних частот двох перших ТЕ-хвиль, який дорівнює 5,63, при $\alpha = 86^\circ$ відносні розміри СКРХ дорівнюють: $(d - b)/a = 0,089$, $\gamma = 37^\circ$, $b/a = 0,64$.

На рис. 2.29б у точці максимуму $k_{c_{TE1out}} a = 1,4975$. Це означає, що для забезпечення однакового коефіцієнта перекриття при однаковій нижній частоті робочої смуги поперечні розміри СКРХ з ребром на зовнішній циліндричній поверхні мають бути більше поперечних розмірів СКРХ з ребром на внутрішній циліндричній поверхні на 14%. Отже, менші поперечні розміри при фіксованій робочій смузі частот має СКРХ із ребром на внутрішній циліндричній поверхні (рис. 2.1б). Оскільки $\frac{k_{c_{TE1out}} a_{out} (d_{out} - b_{out}) / a_{out}}{k_{c_{TE1in}} b_{in} (b_{in} - d_{in}) / b_{in}} = \frac{1,4975 \cdot 0,089}{1,3095 \cdot 0,1} = 1,018$, то розмір зазору між ребром і провідною циліндричною поверхнею оптимального СКРХ однаковий для обох конфігурацій і визначається потрібним відношенням критичних частот двох перших ТЕ-хвиль.

Висновки

Розв'язано крайову задачу електродинаміки для власних хвиль СКРХ двома методами: методом часткових областей і методом інтегральних рівнянь із використанням системи ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрі. Отримані формули дозволяють розрахувати критичні хвильові числа і розподіли електричного і магнітного полів ТЕ- і ТМ-хвиль для СКРХ із ребром на внутрішній чи зовнішній провідній циліндричній поверхні.

Показано, що для розрахунку критичних хвильових чисел СКРХ обох конфігурацій за допомогою МЧО із відносною похибкою, меншою за 0,1%, необхідно використовувати 24 парціальні моди, а для правильного розрахунку розподілів полів власних хвиль — не менше 30 парціальних мод.

Для розрахунку критичних хвильових чисел СКРХ обох конфігурацій за допомогою МІР із відносною похибкою, меншою за 0,1%, і для коректного розрахунку розподілів полів власних хвиль достатньо використовувати 4 ортогональні базисні функції, які правильно враховують сингулярність на ребрі, і 16 парціальних мод.

При цьому час розрахунку критичних хвильових чисел СКРХ методом інтегральних рівнянь із використанням ортогональних базисних функцій, які правильно враховують умови на ребрі, менший за час розрахунку методом часткових областей у 10 разів, а час розрахунку розподілів електричного поля власних хвиль СКРХ менший у 3 рази.

Проведено аналіз збіжності розв'язків для критичних хвильових чисел при використанні у методі інтегральних рівнянь трьох видів базисних функцій:

- I. система ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярність на ребрі;
- II. система неортогональних базисних функцій, що правильно враховують умову на ребрі;
- III. система ортогональних тригонометричних базисних функцій, які не враховують сингулярну поведінку поля на ребрі.

Показано, що для розрахунку критичних хвильових чисел із відносною похибкою, меншою за 0,1%, необхідно використовувати у два рази менше базисних функцій I-го виду, ніж II-го виду, і у п'ять разів менше базисних функцій I-го виду, ніж III-го виду. При цьому час розрахунку зменшується у 4 і у 20 разів відповідно.

Отже, система ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрі, гарантує швидку збіжність розв'язків і є ефективнішою за інші. Тому її можна рекомендувати до практичного застосування при розв'язанні задач електродинаміки для різних структур із ребрами методами інтегральних рівнянь і варіаційними методами.

Розраховано критичні хвильові числа і розподіли електричного поля перших трьох TE-хвиль і першої TM-хвилі для СКРХ із ребром на внутрішній або зовнішній провідній циліндричній поверхні.

Установлено, що критичне хвильове число і критична частота основної TE-хвилі СКРХ монотонно зменшуються при збільшенні висоти ребра. Електричне і магнітне поля основної TE-хвилі зосереджуються біля країв ребра і в зазорі між ребром і провідною циліндричною поверхнею СКРХ. Показано, що максимальні значення радіальної і азимутальної компонент електричного поля основної TE-хвилі досягаються біля країв ребра. При віддаленні від ребра у будь-якому напрямку азимутальна компонента електричного поля швидко зменшується і практично є присутньою тільки в околі ребра.

Показано, що радіальна компонента електричного поля другої TE-хвилі практично повністю зосереджена в зазорі між ребром і циліндричною поверхнею, а азимутальна компонента — у бічних областях СКРХ, де її розподіл за кутом близький до однорідного. При будь-яких геометричних конфігураціях СКРХ робоча смуга частот одномодового режиму роботи визначається критичними частотами двох перших TE-хвиль.

Установлено, що при збільшенні висоти ребра СКРХ критичне хвильове число першої TM-хвилі спочатку збільшується, а потім практично не змінюється. Причиною цього явища є те, що при високому ребрі електричне і магнітне поля цієї власної хвилі зосереджуються у бічних областях СКРХ і висота ребра мало впливає на розподіл поля і критичне хвильове число. При

відносно високому ребрі СКРХ електричне і магнітне поля перших ТМ-хвиль практично відсутні у малому зазорі між ребром і циліндричною поверхнею.

Проведено оптимізацію геометрії СКРХ для забезпечення максимальної смуги частот одномодового режиму роботи. У результаті отримано дві оптимальні конфігурації СКРХ, які забезпечують коефіцієнт перекриття за частотою 5,6:1 для одномодового режиму роботи. Виявлено, що залежність смуги частот одномодового режиму роботи СКРХ на основній ТЕ-хвилі від кутової ширини ребра має екстремальний характер. Установлено, що розмір зазору між ребром і циліндричною поверхнею оптимального СКРХ однаковий для обох конфігурацій і визначається необхідним відношенням критичних частот двох перших ТЕ-хвиль. При цьому менші поперечні розміри при фіксованій робочій смузі частот має СКРХ із ребром на внутрішній провідній циліндричній поверхні.

РОЗДІЛ 3

АНАЛІЗ ВЛАСНИХ ХВИЛЬ КОАКСІАЛЬНИХ ЧОТИРИРЕБЕРНИХ ХВИЛЕВОДІВ

3.1. Постановка задачі

Досліджувані конфігурації порожнистих КЧРХ та позначення їх поперечних розмірів показано на рис. 3.1, а саме, КЧРХ з ребрами на внутрішньому провідному коловому циліндрі зображений на рис. 3.1а, а КЧРХ з ребрами на зовнішньому провідному коловому циліндрі — на рис. 3.1б (далі індекси "in" і "out" відповідно).

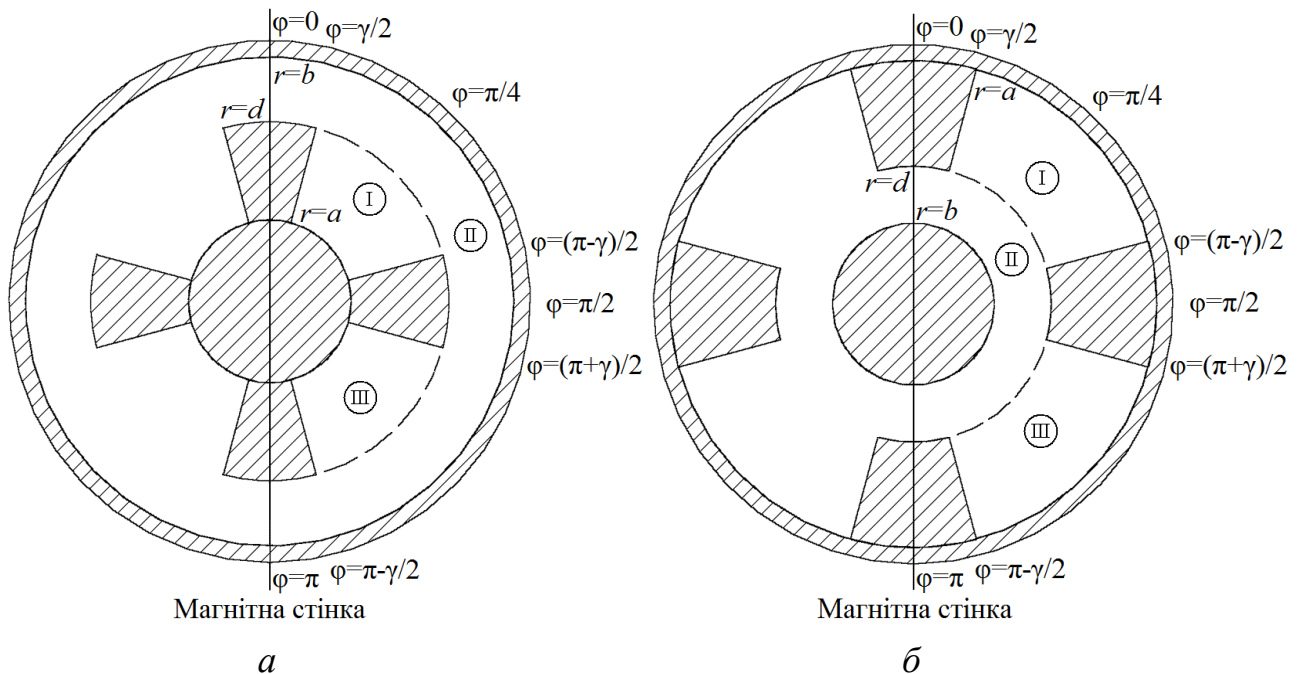


Рис. 3.1. Конфігурації КЧРХ та позначення їх поперечних розмірів

Досліджуватимемо лише ті власні хвилі, для яких вертикальна площина симетрії КЧРХ ($\varphi = 0$) є магнітною стінкою. Унаслідок дзеркальної симетрії КЧРХ відносно горизонтальної площини $\varphi = \pi/2$ розв'язок крайової задачі електродинаміки доцільно отримати окремо для власних хвиль із антисиметричними і симетричними відносно цієї площини розподілами електричних полів. Отже, розподіли полів у області III будуть, відповідно, антисиметричними або симетричними відносно розподілів у області I. Власні хвилі із симетричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного

поля можна умовно розділити на два види: 1) власні хвилі із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$, 2) власні хвилі з антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$. Для власних хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля площина $\varphi = \pi/2$ є електричною стінкою, для власних хвиль із симетричними розподілами електричного поля — магнітною стінкою. Окрім цього, для власних хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/2$, які також антисиметричні відносно площини $\varphi = \pi/4$, ця площина є електричною стінкою, а для власних хвиль, розподіли електричного поля яких симетричні відносно площини $\varphi = \pi/4$, — магнітною стінкою.

Отже, для власних ТЕ і ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля внутрішню задачу електродинаміки необхідно розв'язати лише для області, обмеженої магнітною стінкою $\varphi = 0$, електричною стінкою $\varphi = \pi/2$ і провідними циліндрами з радіусами $r = a$, $r = b$ (рис. 3.2). Для власних хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/2$ внутрішню задачу електродинаміки потрібно розв'язати лише для області, обмеженої магнітною стінкою $\varphi = 0$, електричною чи магнітною стінкою $\varphi = \pi/4$ (для хвиль КЧРХ, відповідно, з антисиметричними чи симетричними розподілами електричного поля відносно цієї стінки) і провідними циліндрами з радіусами $r = a$, $r = b$ (рис. 3.3).

Розподіли електричного поля ТЕМ-хвилі симетричні не лише відносно площин $\varphi = 0$ і $\varphi = \pi/2$, але і відносно площин $\varphi = \pi/4$ і $\varphi = 3\pi/4$, оскільки усі чотири ребра мають однаковий потенціал. Тому для ТЕМ-хвилі КЧРХ має чотири магнітні стінки ($\varphi = 0$; $\pi/4$; $\pi/2$; $3\pi/4$). Отже, для аналізу власної хвилі ТЕМ потрібно розв'язати внутрішню задачу електродинаміки лише для області, обмеженої магнітними стінками $\varphi = 0$, $\varphi = \pi/4$ і провідними циліндрами з радіусами $r = a$, $r = b$ (рис. 3.3, на якому обидві стінки треба вибрати магнітними).

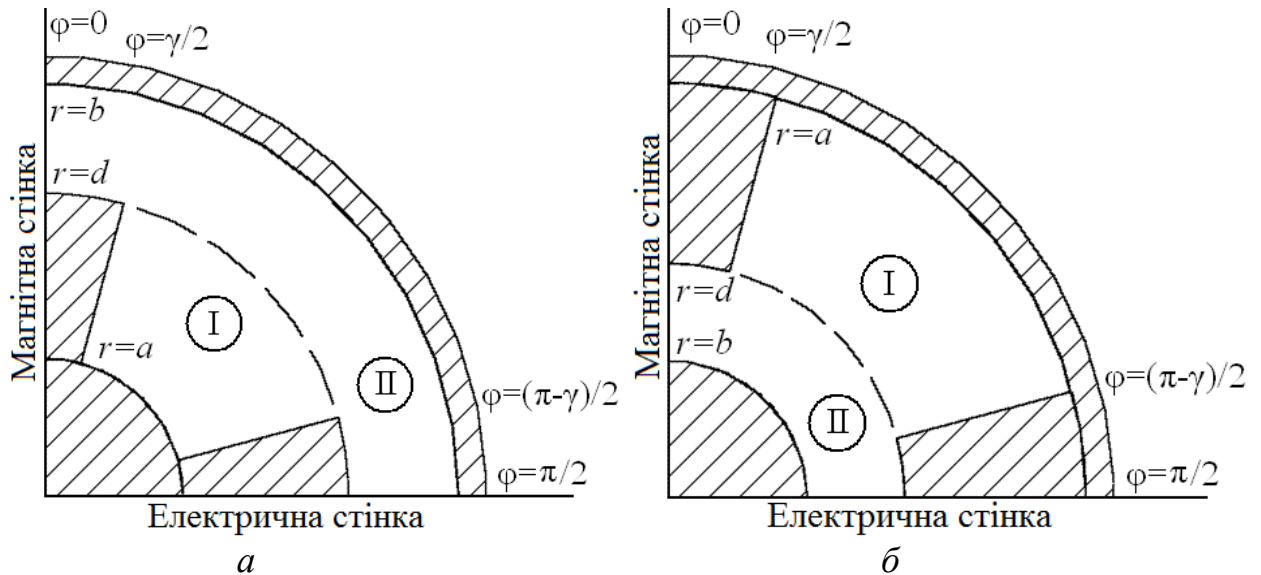


Рис. 3.2. Область внутрішньої задачі електродинаміки для ТЕ- і ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/2$

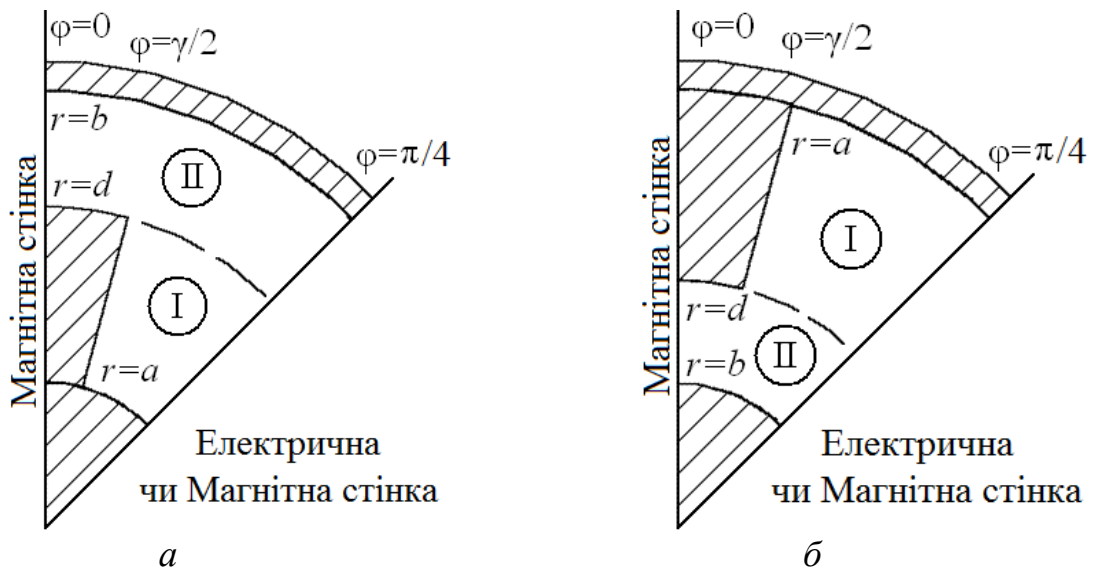


Рис. 3.3. Область внутрішньої задачі для TEM-хвилі і ТЕ-, ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/2$

3.2. Розв'язок крайової задачі електродинаміки для власних хвиль у коаксіальних чотириреберних хвилеводах методом часткових областей із безпосереднім зшиванням полів

3.2.1. Власна хвиля TEM

У областях I і II (рис. 3.3, на якому обидві стінки треба вибрати магнітними) розподіли компонент електричного поля E_r і E_φ у поперечній площині представимо у вигляді нескінченних сум парціальних мод з невідомими амплітудами, кожна з яких задовольняє рівнянням Максвелла в циліндричній системі координат і граничним умовам на магнітних стінках і провідних поверхнях КЧРХ:

$$E_r^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) r^{-1+l_1(n)}, \quad (3.1)$$

$$E_r^{II}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) r^{-1-l_2(m)}, \quad (3.2)$$

$$E_\varphi^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) r^{-1+l_1(n)}, \quad (3.3)$$

$$E_\varphi^{II}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) r^{-1-l_2(m)}, \quad (3.4)$$

де A_n, B_m — невідомі амплітудні коефіцієнти $l_1(n) = \frac{2\pi(2n+1)}{\pi-2\gamma}$, $l_2(m) = 4m$.

Граничні умови на поверхні між областями I і II (рис. 3.3) є такими:

$$E_r^{II}(r=d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]) = E_r^I(r=d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]), \quad (3.5)$$

$$E_\varphi^{II}(r=d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]) = E_\varphi^I(r=d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]). \quad (3.6)$$

Крім того, на поверхні провідного ребра:

$$E_\varphi^{II}(r=d, \varphi \in [0; \gamma/2]) = 0. \quad (3.7)$$

Підставивши (3.1)–(3.4) у (3.5)–(3.7), отримуємо:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) d^{-1-l_2(m)} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d^{-1+l_1(n)}, \quad \varphi \in [\gamma/2; \pi/4], \quad (3.8)$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) d^{-1-l_2(m)} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d^{-1+l_1(n)}, \quad \varphi \in [\gamma/2; \pi/4], \quad (3.9)$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) d^{-1-l_2(m)} = 0, \quad \varphi \in [0; \gamma/2]. \quad (3.10)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.8) на функції $\sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) d^{-1-l_2(m)} = A_p \frac{\pi - 2\gamma}{8} d^{-1+l_1(p)}, \quad (3.11)$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 3.3)

$$A_p = \frac{8 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) d^{-1-l_2(m)}}{(\pi - 2\gamma) d^{-1+l_1(p)}}. \quad (3.12)$$

У формулах (3.11), (3.12) $I_1(p, m) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} \cos(l_2(m)\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi$.

Аналогічно з рівняння (3.9) амплітуда p -ої парціальної моди в області I

$$A_p = \frac{8 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_2(p, m) d^{-1-l_2(m)}}{(\pi - 2\gamma) d^{-1+l_1(p)}}, \quad (3.13)$$

де $I_2(p, m) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} \sin(l_2(m)\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi$.

Прирівнявши (3.12) і (3.13), отримуємо:

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) d^{-1-l_2(m)} &= \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_2(p, m) d^{-1-l_2(m)}, \\ \sum_{m=0}^{\infty} B_m d^{-1-l_2(m)} [I_1(p, m) - I_2(p, m)] &= 0. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Після введення позначення $F_1(p, m) = d^{-1-l_2(m)} [I_1(p, m) - I_2(p, m)]$ і спрощення виразу (3.14) отримуємо таку систему рівнянь:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m F_1(p, m) = 0, \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (3.15)$$

Потім помножимо ліву та праву частини рівняння (3.10) на функції $\sin(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; \gamma/2]$. У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_3(q, m) d^{-1-l_2(m)} = 0, \quad (3.16)$$

де $I_3(q, m) = \int_0^{\gamma/2} \sin(l_2(m)\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi$.

Після введення позначення $F_2(q, m) = I_3(q, m) d^{-1-l_2(m)}$ і спрощення виразу (3.16) отримуємо таку систему рівнянь:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m F_2(q, m) = 0, \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (3.17)$$

Об'єднавши системи рівнянь (3.15) і (3.17) та обмеживши кількість парціальних мод в області II, отримуємо однорідну СЛАР з невідомими амплітудами парціальних мод B_m :

$$\begin{cases} \sum_{m=0}^{M-1} B_m F_1(p, m) = 0, & p = 0, 1 \dots (P-1) \\ \sum_{m=0}^{M-1} B_m F_2(q, m) = 0, & q = 0, 1 \dots (M-P-1) \end{cases} \quad (3.18)$$

При фіксованій кількості парціальних мод M кількість рівнянь першого типу визначається відношенням кутових ширин областей I і II (рис. 3.3) [107]: $P = \lceil M(\pi - 2\gamma) / \pi \rceil$, де за допомогою квадратних дужок позначено цілу частину числа, округлену до більшого чи меншого цілого числа.

Запишемо СЛАР (3.18) у матричній формі:

$$\begin{bmatrix} F_{0,0} & \cdots & F_{0,M-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{M-1,0} & \cdots & F_{M-1,M-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_0 \\ \vdots \\ B_{M-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

Елементи матриці $[F]$ дорівнюють:

$$F(i, j) = \begin{cases} F_1(i, j), & i = 0, 1 \dots (P-1) \\ F_2((i-P), j), & i = P, (P+1) \dots (M-1) \end{cases}$$

Умовою нетривіального розв'язку однорідної СЛАР (3.19) є рівність нулю детермінанта матриці $[F]$. Ця умова виконується, оскільки рядок детермінанта матриці $[F]$ з індексом P є нульовим: $F(P, j) = F_2(0, j) = I_3(0, j) d^{-1-l_2(j)} = \int_0^{\gamma/2} \sin(4j\varphi) \sin(0) d\varphi \cdot d^{-1-l_2(j)} = 0$. При розв'язанні однорідної СЛАР (3.19)

рядок з індексом P треба виключити з матриці $[F]$.

Для розв'язку однорідної СЛАР (3.19) приймемо $B_0 = 1$. Тоді:

$$\begin{bmatrix} F_{0,1} & \cdots & F_{0,M-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{P-1,1} & \cdots & F_{P-1,M-1} \\ F_{P+1,1} & \cdots & F_{P+1,M-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{M-1,1} & \cdots & F_{M-1,M-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_1 \\ \vdots \\ B_{M-1} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} F_{0,0} \\ \vdots \\ F_{P-1,0} \\ F_{P+1,0} \\ \vdots \\ F_{M-1,0} \end{bmatrix}; \quad \begin{bmatrix} B_1 \\ \vdots \\ B_{M-1} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} F_{0,1} & \cdots & F_{0,M-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{P-1,1} & \cdots & F_{P-1,M-1} \\ F_{P+1,1} & \cdots & F_{P+1,M-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{M-1,1} & \cdots & F_{M-1,M-1} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} F_{0,0} \\ \vdots \\ F_{P-1,0} \\ F_{P+1,0} \\ \vdots \\ F_{M-1,0} \end{bmatrix}$$

Таким чином, визначено амплітуди парціальних мод B_m . Після цього амплітуди парціальних мод A_p визначимо за формулою (3.12) або (3.13). Розподіли компонент електричного поля у поперечній площині областей I і II (рис. 3.3) визначимо за формулами (3.1)–(3.4), а в усьому поперечному перерізі КЧРХ — використовуючи симетрію розподілів електричного поля хвилі ТЕМ. Компоненти магнітного поля хвилі ТЕМ знаходимо, використовуючи формули зв'язку з компонентами електричного поля [108].

3.2.2. Власні хвилі ТЕ з антисиметричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля

Подані в цьому розділі позначення для власних хвиль типу ТЕ співпадають з наведеними вище для ТЕМ-хвилі, але вони стосуються лише ТЕ-хвиль. У областях I і II (рис. 3.2) розподіли компонент H_z і E_φ у поперечній площині представимо у вигляді нескінченних сум парціальних мод із невідомими амплітудами і критичними хвильовими числами, кожна з яких задовольняє рівнянням Максвелла в циліндричній системі координат і граничним умовам на магнітній і електричній стінках та провідних поверхнях КЧРХ (рис. 3.2):

$$H_z^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) [J'_{l_1(n)}(k_c a) Y_{l_1(n)}(k_c r) - Y'_{l_1(n)}(k_c a) J_{l_1(n)}(k_c r)], \quad (3.20)$$

$$H_z^{II}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) [J'_{l_2(m)}(k_c b) Y_{l_2(m)}(k_c r) - Y'_{l_2(m)}(k_c b) J_{l_2(m)}(k_c r)], \quad (3.21)$$

$$E_\varphi^I(r, \varphi) = Z(f, k_c) \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) [J'_{l_1(n)}(k_c a) Y'_{l_1(n)}(k_c r) - Y'_{l_1(n)}(k_c a) J'_{l_1(n)}(k_c r)], \quad (3.22)$$

$$E_\varphi^{II}(r, \varphi) = Z(f, k_c) \sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) [J'_{l_2(m)}(k_c b) Y'_{l_2(m)}(k_c r) - Y'_{l_2(m)}(k_c b) J'_{l_2(m)}(k_c r)], \quad (3.23)$$

де A_n та B_m — невідомі амплітудні коефіцієнти, $l_1(n) = \frac{2\pi n}{\pi - 2\gamma}$, $l_2(m) = 1 + 2m$.

Граничні умови на поверхні між областями I і II (рис. 3.2) є такими:

$$E_{\varphi}^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]) = E_{\varphi}^{\text{I}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]), \quad (3.24)$$

$$H_z^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]) = H_z^{\text{I}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]). \quad (3.25)$$

До того ж, на поверхнях провідних ребер при $r = d$ і $\varphi \in [0; \gamma/2] \cup [(\pi - \gamma)/2; \pi/2]$:

$$E_{\varphi}^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [0; \gamma/2] \cup [(\pi - \gamma)/2; \pi/2]) = 0. \quad (3.26)$$

Підставивши (3.20)–(3.23) у (3.24)–(3.26), отримуємо

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) J'Y'(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2], \quad (3.27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) J'Y(l_2(m), k_c b, k_c d) = \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) J'Y(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2], \quad (3.28) \end{aligned}$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = 0, \quad \varphi \in [0; \gamma/2] \cup [(\pi - \gamma)/2; \pi/2]. \quad (3.29)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.27) на функції $\cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = A_p \frac{\pi - 2\gamma}{4} (1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d), \quad (3.30)$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 3.2)

$$A_p = \frac{4 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\pi - 2\gamma)(1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.31)$$

У формулах (3.30), (3.31) $I_1(p, m) = \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} \sin(l_2(m)\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi$.

Аналогічно з рівняння (3.28) амплітуда p -ої парціальної моди в області I

$$A_p = \frac{4 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\pi - 2\gamma)(1 + \delta_{p0}) J'Y(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.32)$$

Прирівнявши (3.31) і (3.32), отримуємо

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) \left[\frac{J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d)} - \frac{J'Y(l_2(m), k_c b, k_c d)}{J'Y(l_1(p), k_c a, k_c d)} \right] = 0. \quad (3.33)$$

Після введення позначення

$$F_1(p, m, x, y, z) = I_1(p, m) \left[\frac{J'Y'(l_2(m), y, z)}{J'Y'(l_1(p), x, z)} - \frac{J'Y(l_2(m), y, z)}{J'Y(l_1(p), x, z)} \right]$$

і спрощення виразу (3.33) отримуємо таку систему рівнянь:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m F_1(p, m, k_c a, k_c b, k_c d) = 0, \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (3.34)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.29) на функції $\sin(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на диз'юнкції інтервалів $[0; \gamma/2] \cup [(\pi - \gamma)/2; \pi/2]$. У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_2(q, m) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = 0, \quad (3.35)$$

$$\text{де } I_2(q, m) = \int_0^{\gamma/2} \sin(l_2(m)\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi + \int_{(\pi-\gamma)/2}^{\pi/2} \sin(l_2(m)\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi.$$

Після введення позначення $F_2(q, m, y, z) = I_2(q, m) J'Y'(l_2(m), y, z)$ і спрощення виразу (3.35) отримуємо таку систему рівнянь:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m F_2(q, m, k_c b, k_c d) = 0, \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (3.36)$$

Об'єднавши системи рівнянь (3.34) і (3.36) та обмеживши кількість парціальних мод в області II, отримуємо однорідну СЛАР із невідомими амплітудами парціальних мод B_m :

$$\begin{cases} \sum_{m=0}^{M-1} B_m F_1(p, m, k_c a, k_c b, k_c d) = 0, & p = 0, 1 \dots (P-1) \\ \sum_{m=0}^{M-1} B_m F_2(q, m, k_c b, k_c d) = 0, & q = 0, 1 \dots (M-P-1) \end{cases} \quad (3.37)$$

При фіксованій кількості парціальних мод M кількість рівнянь першого типу визначається відношенням кутових ширин областей I і II (рис. 3.2) [107]: $P = [M(\pi - 2\gamma) / \pi]$, де за допомогою [] позначено цілу частину числа, округлену до більшого чи меншого цілого числа.

У матричній формі СЛАР (3.37) можна записати за формулою (3.19), але елементи матриці $[F]$ інші:

$$F(i, j) = \begin{cases} F_1(i, j, k_c a, k_c b, k_c d), & i = 0, 1 \dots (P-1) \\ F_2((i-P), j, k_c b, k_c d), & i = P, (P+1) \dots (M-1) \end{cases}$$

Умовою нетривіального розв'язку однорідної СЛАР (3.37) є рівність нулю детермінанта матриці $[F]$. Із цієї умови визначимо критичні хвильові числа ТЕ-хвиль. Розраховані критичні хвильові числа підставляємо в однорідну СЛАР (3.37). Подальше розв'язання задачі для хвиль ТЕ аналогічне описаному вище для хвилі ТЕМ, окрім розрахунку розподілів компонент електричного і магнітного полів. Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля H_z у поперечній площині областей I і II (рис. 3.2) визначимо за формулами (3.20), (3.21), а в усьому поперечному перерізі КЧРХ — використовуючи симетрію або антисиметрію ТЕ-хвиль. Поперечні компоненти магнітного і електричного полів знаходимо, використавши формули зв'язку поздовжніх і поперечних компонент поля [108].

3.2.3. Власні хвилі ТЕ із симетричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля

У областях I і II (рис. 3.3) розподіли компонент полів H_z і E_φ представимо у вигляді нескінченних сум (3.20)–(3.23) парціальних мод із невідомими амплітудами і критичними хвильовими числами, кожна з яких задовольняє рівнянням Максвелла в циліндричній системі координат і граничним умовам на

двох магнітних стінках або на магнітній і електричній стінках та провідних поверхнях КЧРХ, де $l_1(n) = 4\pi n / (\pi - 2\gamma)$, $l_2(m) = 2 + 4m$ для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ (для них ця площина є електричною стінкою) або $l_1(n) = 2\pi(2n + 1) / (\pi - 2\gamma)$, $l_2(m) = 4 + 4m$ для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ (для них ця площина є магнітною стінкою).

Граничні умови на поверхні між областями I і II (рис. 3.3) є такими:

$$E_{\varphi}^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]) = E_{\varphi}^{\text{I}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]), \quad (3.38)$$

$$H_z^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]) = H_z^{\text{I}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]). \quad (3.39)$$

Крім того, на поверхні провідного ребра при $r = d$ і $\varphi \in [0; \gamma/2]$:

$$E_{\varphi}^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [0; \gamma/2]) = 0. \quad (3.40)$$

Підставивши (3.20)–(3.23) в (3.42)–(3.44), отримуємо

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) J'Y'(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad \varphi \in [\gamma/2; \pi/4], \quad (3.41) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) J'Y'(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad \varphi \in [\gamma/2; \pi/4], \quad (3.42) \end{aligned}$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = 0, \quad \varphi \in [0; \gamma/2]. \quad (3.43)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.41) на функції $\cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримуємо рівняння:

для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = A_p \frac{\pi - 2\gamma}{8} (1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d), \quad (3.44)$$

для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = A_p \frac{\pi - 2\gamma}{8} J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d), \quad (3.45)$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 3.3) :

для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$A_p = \frac{8 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\pi - 2\gamma)(1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d)}, \quad (3.46)$$

для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$A_p = \frac{8 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\pi - 2\gamma) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.47)$$

У формулах (3.44)–(3.45) $I_1(p, m) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} \sin(l_2(m)\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi$.

Аналогічно з рівняння (3.42) амплітуда p -ої парціальної моди в області I:

для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$A_p = \frac{8 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\pi - 2\gamma)(1 + \delta_{p0}) J'Y(l_1(p), k_c a, k_c d)}, \quad (3.48)$$

для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$A_p = \frac{8 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) J'Y(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\pi - 2\gamma) J'Y(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.49)$$

Прирівнявши (3.46) і (3.48) або (3.47) і (3.49), отримуємо (3.33) і (3.34) (див. попередній пункт цього розділу).

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.43) на функції $\sin(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; \gamma/2]$. У результаті

отримаємо рівняння (3.35), де $I_2(q, m) = \int_0^{\gamma/2} \sin(l_2(m)\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi$.

Подальше розв'язання крайової задачі аналогічне описаному в попередньому пункті цього розділу.

3.2.4. Власні хвилі ТМ із антисиметричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля

Подані в цьому розділі позначення для власних хвиль типу ТМ співпадають з приведеними вище для ТЕМ-хвилі та ТЕ-хвиль, але вони стосуються лише хвиль типу ТМ. У областях I і II (рис. 3.2) розподіли компонент E_z і H_φ у поперечній площині представимо у вигляді нескінченних сум парціальних мод із невідомими амплітудами і критичними хвильовими числами, кожна з яких задовольняє рівнянням Максвелла в циліндричній системі координат і граничним умовам на магнітній, електричній стінках і провідних поверхнях КЧРХ (рис. 3.2):

$$E_z^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) [J_{l_1(n)}(k_c a) Y_{l_1(n)}(k_c r) - Y_{l_1(n)}(k_c a) J_{l_1(n)}(k_c r)], \quad (3.50)$$

$$E_z^{II}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) [J_{l_2(m)}(k_c b) Y_{l_2(m)}(k_c r) - Y_{l_2(m)}(k_c b) J_{l_2(m)}(k_c r)], \quad (3.51)$$

$$H_\varphi^I(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) [J_{l_1(n)}(k_c a) Y'_{l_1(n)}(k_c r) - Y_{l_1(n)}(k_c a) J'_{l_1(n)}(k_c r)], \quad (3.52)$$

$$H_\varphi^{II}(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) [J_{l_2(m)}(k_c b) Y'_{l_2(m)}(k_c r) - Y_{l_2(m)}(k_c b) J'_{l_2(m)}(k_c r)], \quad (3.53)$$

де A_n і B_m — невідомі амплітудні коефіцієнти, $l_1(n) = \frac{2\pi(n+1)}{\pi - 2\gamma}$, $l_2(m) = 1 + 2m$.

Граничні умови на поверхні між областями I і II (рис. 3.2) є такими:

$$E_z^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]) = E_z^{\text{I}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]), \quad (3.54)$$

$$H_\varphi^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]) = H_\varphi^{\text{I}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]). \quad (3.55)$$

Крім того, на поверхнях провідних ребер при $r = d$ і $\varphi \in [0; \gamma/2] \cup [(\pi - \gamma)/2; \pi/2]$:

$$E_z^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [0; \gamma/2] \cup [(\pi - \gamma)/2; \pi/2]) = 0. \quad (3.56)$$

Підставивши (3.50)–(3.53) в (3.54)–(3.56), отримуємо

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) JY(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2], \quad (3.57) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) JY'(l_2(m), k_c b, k_c d) = \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) JY'(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad \varphi \in [\gamma/2; (\pi - \gamma)/2], \quad (3.58) \end{aligned}$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = 0, \quad \varphi \in [0; \gamma/2] \cup [(\pi - \gamma)/2; \pi/2]. \quad (3.59)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.57) на функції $\sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримуємо:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = A_p \frac{\pi - 2\gamma}{4} JY(l_1(p), k_c a, k_c d), \quad (3.60)$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 3.2)

$$A_p = \frac{4 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) JY(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\pi - 2\gamma) JY(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.61)$$

У формулах (3.60) і (3.61) $I_1(p, m) = \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} \cos(l_2(m)\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi$.

Аналогічно з рівняння (3.58) амплітуда p -ої парціальної моди в області I

$$A_p = \frac{4 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) JY'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\pi - 2\gamma) JY'(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.62)$$

Прирівнявши (3.61) і (3.62), отримуємо

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) \left[\frac{JY(l_2(m), k_c b, k_c d)}{JY(l_1(p), k_c a, k_c d)} - \frac{JY'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{JY'(l_1(p), k_c a, k_c d)} \right] = 0. \quad (3.63)$$

Уведемо позначення $F_1(p, m, x, y, z) = I_1(p, m) \left[\frac{JY(l_2(m), y, z)}{JY(l_1(p), x, z)} - \frac{JY'(l_2(m), y, z)}{JY'(l_1(p), x, z)} \right]$.

Використовуючи це позначення, (3.63) можна переписати за формулою (3.34).

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.59) на функції $\cos(l_2(q)\varphi)$, $q=0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на диз'юнкції інтервалів $[0; \gamma/2] \cup [(\pi - \gamma)/2; \pi/2]$. У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_2(q, m) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = 0, \quad (3.64)$$

$$\text{де } I_2(q, m) = \int_0^{\gamma/2} \cos(l_2(m)\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi + \int_{(\pi-\gamma)/2}^{\pi/2} \cos(l_2(m)\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi.$$

Увівши позначення $F_2(q, m, y, z) = I_2(q, m) JY(l_2(m), y, z)$, рівняння (3.64) перепишемо за формулою (3.36). Подальше розв'язання задачі аналогічне описаному вище для власних хвиль типу ТЕ.

3.2.5. Власні хвилі ТМ із симетричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля

У областях I, II (рис. 3.3) розподіли компонент E_z , H_φ представимо у вигляді нескінченних сум (3.50)–(3.53) парціальних мод із невідомими амплітудами і критичними хвильовими числами, кожна з яких задовольняє рівнянням Максвелла в циліндричній системі координат і граничним умовам на двох магнітних стінках або на магнітній і електричній стінках і провідних поверхнях КЧРХ, де $l_1(n) = 4\pi(n+1)/(\pi - 2\gamma)$, $l_2(m) = 2 + 4m$ для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

(для них ця площина є електричною стінкою) або $l_1(n) = 2\pi(2n + 1)/(\pi - 2\gamma)$, $l_2(m) = 4m$ для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ (для них ця площина є магнітною стінкою).

Граничні умови на поверхні між областями I і II (рис. 3.3) є такими:

$$E_z^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]) = E_z^{\text{I}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]), \quad (3.65)$$

$$H_\varphi^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]) = H_\varphi^{\text{I}}(r = d, \varphi \in [\gamma/2; \pi/4]). \quad (3.66)$$

Крім того, на поверхні провідного ребра при $r = d$ і $\varphi \in [0; \gamma/2]$:

$$E_z^{\text{II}}(r = d, \varphi \in [0; \gamma/2]) = 0. \quad (3.67)$$

Підставивши (3.50)–(3.53) в (3.65)–(3.67), отримуємо

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) JY(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad \varphi \in [\gamma/2; \pi/4], \quad (3.68) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) JY'(l_2(m), k_c b, k_c d) = \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) JY'(l_1(n), k_c a, k_c d), \quad \varphi \in [\gamma/2; \pi/4], \quad (3.69) \end{aligned}$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = 0, \quad \varphi \in [0; \gamma/2]. \quad (3.70)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.68) на функції $\sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = A_p \frac{\pi - 2\gamma}{8} JY(l_1(p), k_c a, k_c d), \quad (3.71)$$

звідки амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 3.3)

$$A_p = \frac{8 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) JY(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\pi - 2\gamma) JY(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.72)$$

У формулах (3.71) і (3.72) $I_1(p, m) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} \cos(l_2(m)\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi$.

Аналогічно з рівняння (3.69) амплітуда p -ої парціальної моди в області I

$$A_p = \frac{8 \sum_{m=0}^{\infty} B_m I_1(p, m) JY'(l_2(m), k_c b, k_c d)}{(\pi - 2\gamma) JY'(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.73)$$

Прирівнявши (3.72) і (3.73), отримуємо (3.63) і (3.34).

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.70) на функції $\cos(l_2(q)\varphi)$, $q=0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; \gamma/2]$. У результаті

отримаємо рівняння (3.64), де $I_2(q, m) = \int_0^{\gamma/2} \cos(l_2(m)\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi$.

Подальше розв'язання крайової задачі аналогічне описаному в попередньому пункті цього розділу.

3.2.6. Збіжність розв'язків для критичних хвильових чисел

На основі створених математичних моделей розроблено алгоритми і програму для розрахунку критичних хвильових чисел і розподілів компонент полів власних хвиль КЧРХ. Використовуючи цю програму, проведемо аналіз збіжності розв'язків для критичних хвильових чисел залежно від кількості парціальних мод M , якою треба обмежити суми в (3.18) і (3.37). Розрахунки виконаємо для двох конфігурацій КЧРХ, зображених на рис. 3.1. На цьому рисунку видно, що для обох конфігурацій області I і III обмежені трьома провідними поверхнями КЧРХ і циліндричною граничною поверхнею між областями, а область II — двома магнітними стінками, чотирма провідними поверхнями КЧРХ і двома граничними поверхнями областей. Тому усі формули для розрахунків залишаються однаковими для обох конфігурацій.

Для КЧРХ із ребрами на внутрішньому циліндрі встановимо такі значення кутів і відношень розмірів: $\gamma = 10^\circ, 30^\circ, 50^\circ$, $a/b = 0,5$, $(b-d)/b = 0,1$, а для КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі — $\gamma = 10^\circ, 30^\circ, 50^\circ$, $b/a = 0,5$,

$(d-b)/a = 0,1$. Графіки відносних похибок $\left(\delta = \frac{k_c(M) - k_c(30)}{k_c(30)} \cdot 100\% \right)$

критичних хвильових чисел перших трьох ТЕ-хвиль і першої ТМ-хвилі КЧРХ залежно від кількості парціальних мод M показано на рис. 3.4–3.6. Відносні

похибки для першої, другої, третьої ТЕ-хвилі і першої ТМ-хвилі показано суцільною, штриховою, пунктирною і штрихпунктирною лініями відповідно. Результати для КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі показано на рис. 3.4а–3.6а, для КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі — на рис. 3.4б–3.6б. Відносні похибки розраховано відносно критичних хвильових чисел, отриманих при $M = 30$.

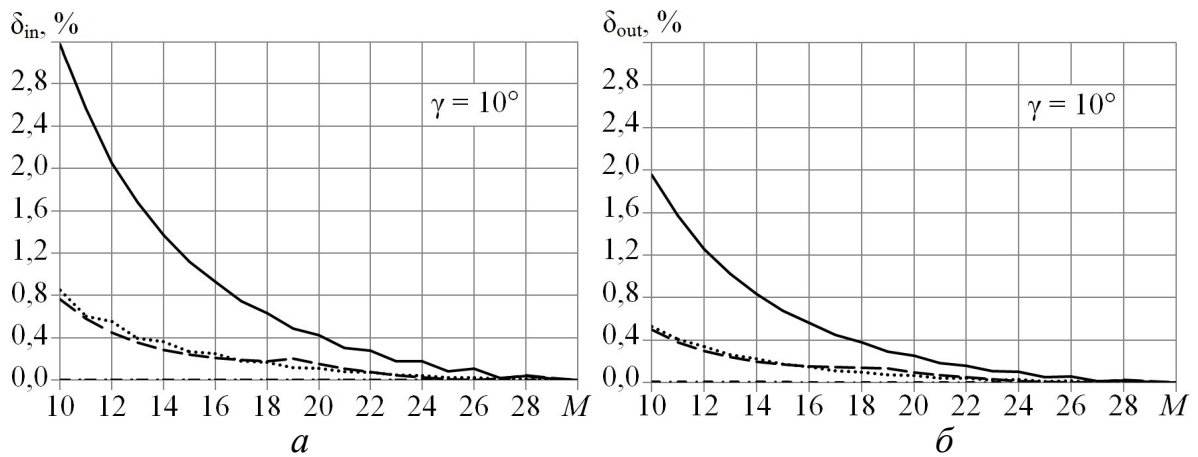


Рис. 3.4. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M

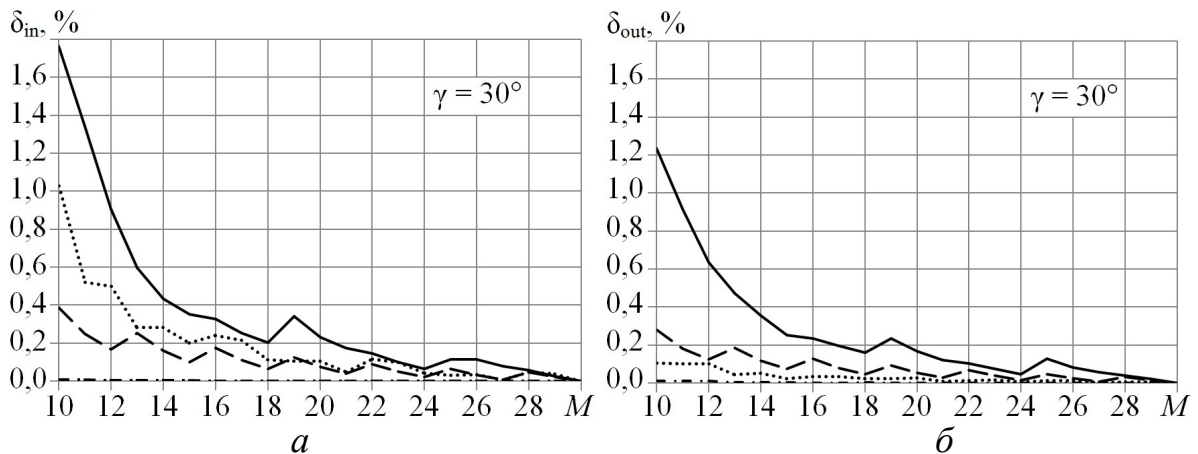


Рис. 3.5. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M

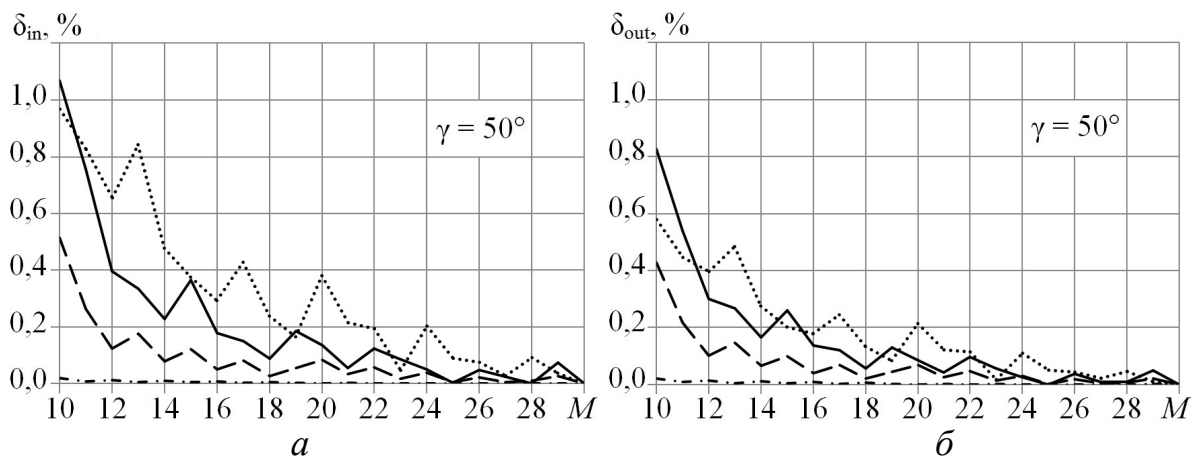


Рис. 3.6. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M

На рис. 3.4–3.6 видно, що при збільшенні кута ребер γ відносні похибки критичних хвильових чисел зменшуються. Порівнюючи рис. 3.4а–3.6а з рис. 3.4б–3.6б, бачимо, що відносні похибки критичних хвильових чисел перших трьох ТЕ-хвиль для КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі менші ніж для КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі при тому ж відносному значенні зазорів між ребрами і циліндром. Для першої ТМ-хвилі ці відносні похибки мають практично рівні значення для обох конфігурацій КЧРХ.

Також на рис. 3.4–3.6 видно, що при використанні 27 парціальних мод відносні похибки критичних хвильових чисел перших трьох ТЕ-хвиль і першої ТМ-хвилі не перевищують 0,1% порівняно зі значеннями критичних хвильових чисел при використанні 30 парціальних мод. Отже, для розрахунку критичних хвильових чисел КЧРХ обох конфігурацій за допомогою МЧО із відотною похибкою, меншою 0,1%, треба використовувати не менше 27 парціальних мод.

3.2.7. Збіжність розв'язків для розподілів електричного поля

Проведемо аналіз збіжності розв'язків для розподілів електричного поля ТЕМ-хвилі і першої ТЕ-хвилі залежно від кількості парціальних мод M , якою треба обмежити суми в (3.18) і (3.37). Розрахунки проводитимемо для двох конфігурацій КЧРХ, зображених на рис. 3.1, із тими ж відношеннями розмірів, які були встановлені при дослідженні збіжності розв'язків для критичних хвильових чисел, і кутом $\gamma = 30^\circ$. Розподіли електричного поля для ТЕМ-хвилі показані на рис. 3.7, 3.8, а для першої ТЕ-хвилі — на рис. 3.9, 3.10. Розподіли радіальної компоненти електричного поля $E_r(r=d, \varphi \in [0; \pi])$, розраховані на граничній поверхні між областями I, II і III (рис. 3.1), зображені на рис. 3.7, 3.9, азимутальної $E_\varphi(r=d, \varphi \in [0; \pi])$ — на рис. 3.8, 3.10. На рис. 3.7–3.10 результати, отримані при використанні 10, 20 і 30 парціальних мод, показані пунктирною, штриховою і суцільною лініями відповідно.

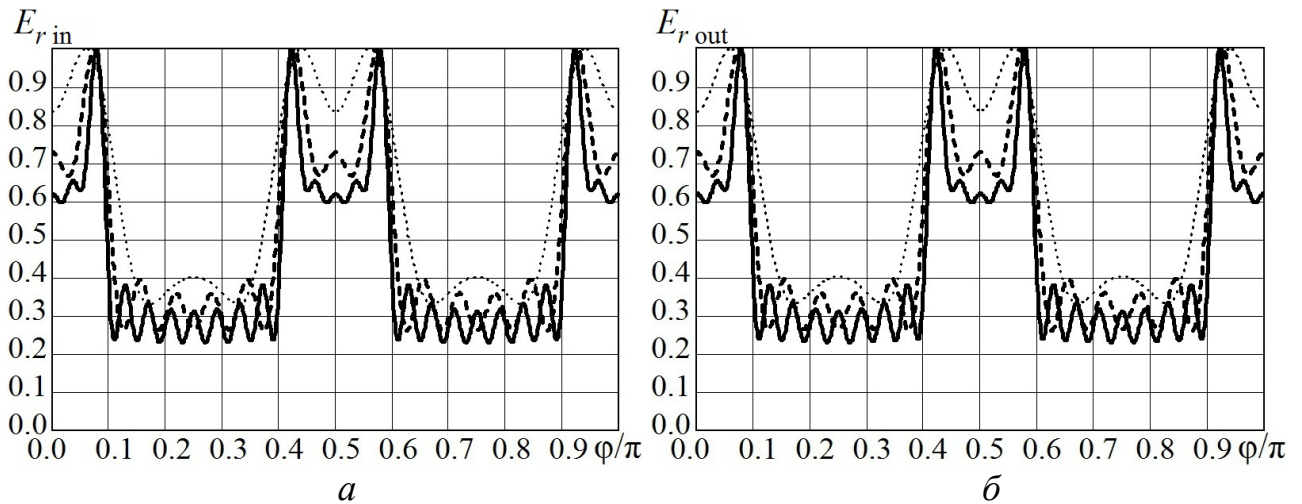


Рис. 3.7. Розподіли радіальної компоненти електричного поля TEM-хвилі

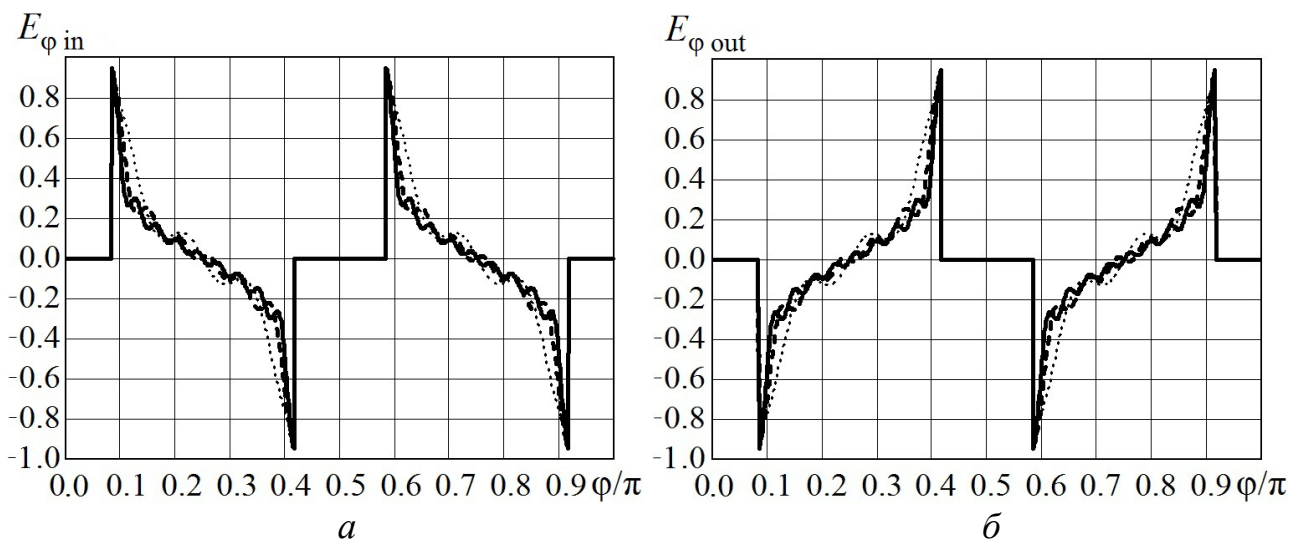


Рис. 3.8. Розподіли азимутальної компоненти електричного поля TEM-хвилі

Як видно на рис. 3.9, 3.10 для першої TE-хвилі КЧРХ розподіли компонент електричного поля сходяться досить швидко і слабо залежать від кількості парціальних мод. Інша ситуація спостерігається для розподілів компонент електричного поля TEM-хвилі (рис. 3.7, 3.8). Як видно на цих рисунках, при збільшенні кількості парціальних мод сингулярна поведінка компонент електричного поля TEM-хвилі в околі ребер стає більш виразною. При цьому рівень радіальної компоненти електричного поля в зазорі між ребрами і провідним циліндром зменшується, а її розподіл у зазорі стає більш близьким до однорідного (рис. 3.7). Розподіли компонент електричного поля, отримані за допомогою МЧО при використанні 30 парціальних мод узгоджуються з тими, що здобуті за допомогою МІР із правильним врахуванням сингулярності поля

на ребрах (див. розділ 3.3.7). Отже, для правильного розрахунку розподілів полів власних хвиль у КЧРХ за допомогою МЧО потрібно використовувати не менше 30 парціальних мод.

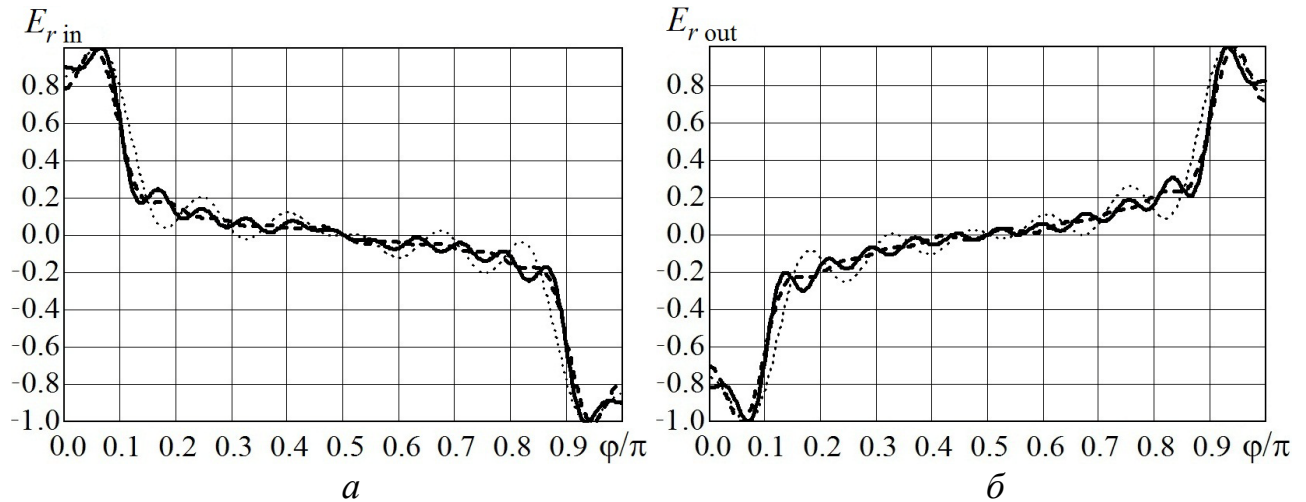


Рис. 3.9. Розподіли радіальної компоненти електричного поля першої ТЕ-хвилі

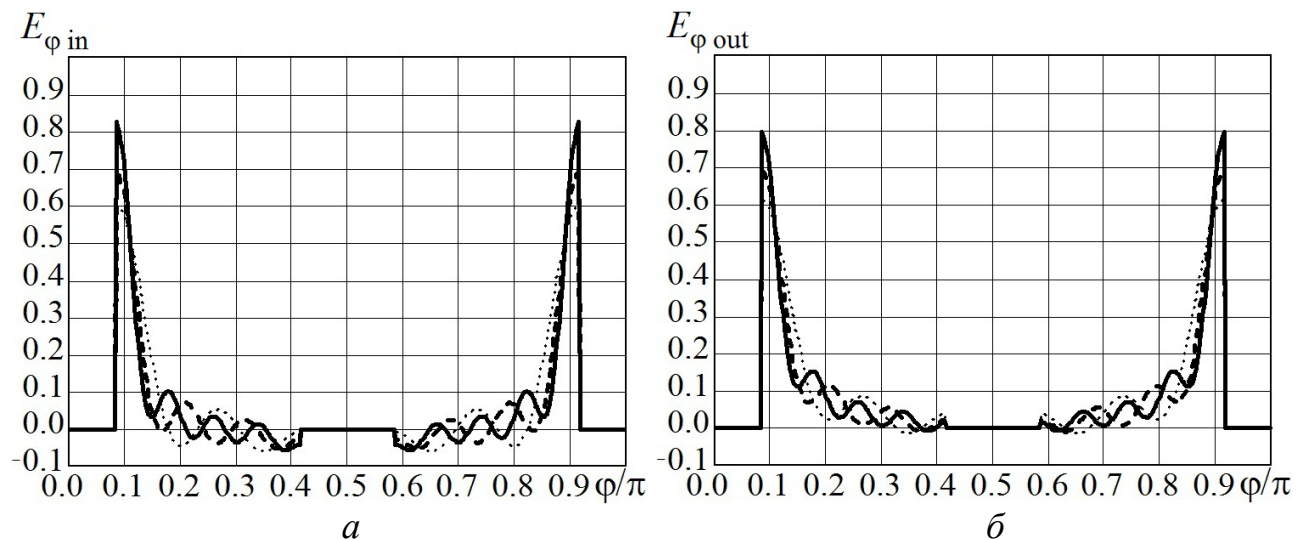


Рис. 3.10. Розподіли азимутальної компоненти електричного поля першої ТЕ-хвилі

3.3. Розв'язок крайової задачі електродинаміки для власних хвиль у коаксіальних чотириреберних хвилеводах методом інтегральних рівнянь

3.3.1. Власна хвиля TEM

Так само, як і в розділі 3.2.1, представимо розподіли компонент електричного поля E_r і E_ϕ у поперечній площині областей I і II (рис. 3.3, на якому обидві стінки є магнітними) у вигляді нескінченних сум парціальних мод (3.1)–(3.4). Аналогічними для цих компонент є також граничні умови (3.5)–(3.7). Для поєднання умов (3.5) і (3.7) уведемо функцію $X(\phi)$ таку, що:

$$X(\varphi \in [0; \gamma/2]) = 0, \quad (3.74)$$

$$E_{\varphi}^I(r = d, \varphi) = X(\varphi), \quad (3.75)$$

$$E_{\varphi}^{II}(r = d, \varphi) = X(\varphi). \quad (3.76)$$

Підставивши (3.3) в (3.75), отримуємо

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d^{-1+l_1(n)} = X(\varphi). \quad (3.77)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.77) на функції $\cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$A_p \frac{\pi - 2\gamma}{8} d^{-1+l_1(p)} = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi,$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 3.3)

$$A_p = \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi}{(\pi - 2\gamma) d^{-1+l_1(p)}}. \quad (3.78)$$

Підставивши (3.4) в (3.76), отримуємо

$$\sum_{m=1}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) d^{-1+l_2(m)} = X(\varphi). \quad (3.79)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.79) на функції $\sin(l_2(q)\varphi)$, $q = 1, 2, 3, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; \pi/4]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$B_q \frac{\pi}{8} d^{-1+l_2(q)} = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi. \quad (3.80)$$

звідки амплітуда q -ої парціальної моди в області II (рис. 3.3)

$$B_q = \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi}{\pi d^{-1+l_2(q)}}. \quad (3.81)$$

У (3.80), (3.81) інтервал інтегрування дорівнює $[\gamma/2; \pi/4]$, а не $[0; \pi/4]$,

оскільки з (3.74) випливає, що $\int_0^{\gamma/2} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi = 0$.

Підставивши (3.78), (3.81) у (3.1), (3.2) відповідно, отримуємо

$$E_r^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi}{(\pi - 2\gamma) d^{-1+l_1(n)}} \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) r^{-1+l_1(n)}, \quad (3.82)$$

$$E_r^{II}(r, \varphi) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi}{\pi d^{-1-l_2(m)}} \cos(l_2(m)\varphi) r^{-1-l_2(m)} + B_0 r^{-1}. \quad (3.83)$$

Далі, підставивши (3.82), (3.83) в умову неперервності (3.5), отримаємо інтегральне рівняння відносно невідомого поля E_φ на межі між частковими областями I і II (рис. 3.3):

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2))}{\pi - 2\gamma} \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi - \\ & - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos(l_2(m)\varphi)}{\pi} \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi - \frac{B_0 d^{-1}}{8} = 0. \end{aligned} \quad (3.84)$$

Для розв'язання інтегрального рівняння (3.84) невідому функцію $X(\varphi)$ представимо у вигляді (2.46).

У точці поперечного перерізу ($r = d; \varphi = \pi/4$), яка належить магнітній стінці, повинна задовольнятися умова $E_\varphi(r = d, \varphi)|_{\varphi=\pi/4} = 0$. У [107, 109] показано, що в околі точки ($r = d; \varphi = \gamma/2$) повинна задовольнятися умова на ребрі, що характеризує сингулярну поведінку поля на ньому, а саме: $E_\varphi(r = d, \varphi)|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{-1/3}$.

Отже, з урахуванням (3.75), (3.76) невідома функція $X(\varphi)$ повинна задовольняти умовам:

$$\begin{cases} X(\varphi)|_{\varphi=\pi/4} = 0, \\ X(\varphi)|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{-1/3}. \end{cases} \quad (3.85)$$

Умовам (3.85) задовольняють ортогональні на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$ базисні функції такого виду:

$$R_i(\varphi) = [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i+1}^{-1/6}(t(\varphi)), \quad (3.86)$$

де $t(\varphi) = (4\varphi - \pi)/(\pi - 2\gamma)$, $C_{2i+1}^{-1/6}(t(\varphi))$ — поліноми Гегенбауера непарного степеня порядку $-1/6$ [110].

Зведемо інтегральне рівняння (3.84) до СЛАР. Для цього підставимо (3.86) у (2.46), а потім (2.46) у (3.84). Після цього помножимо ліву та праву частини рівняння (3.84) на функції $\sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots, P_1$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо (СЛАР) із невідомими коефіцієнтами s_i :

$$\sum_{i=0}^{M_1-1} s_i \left[I_R^I(p, i) - \frac{8}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} I(p, m) I_R^{II}(m, i) \right] - I_p = 0, \quad p = 0, 1, \dots, P_1. \quad (3.87)$$

У СЛАР (3.87) використані такі позначення:

$$I(p, m) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} \cos(l_2(m)\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi, \quad I_p = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} B_0 d^{-1} \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi,$$

$$I_R^I(p, i) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} R_i(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi =$$

$$= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i+1}^{-1/6}(t(\varphi)) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi, \quad (3.88)$$

$$I_R^{II}(m, i) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} R_i(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi =$$

$$= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i+1}^{-1/6}(t(\varphi)) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi. \quad (3.89)$$

Інтеграли в (3.88), (3.89) аналітично не визначаються. Спростимо їх вирази, виконавши заміну змінної $t(\varphi) = (4\varphi - \pi)/(\pi - 2\gamma)$:

$$I_R^I(p, i) = \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^0 (1-t^2)^{-1/3} C_{2i+1}^{-1/6}(t) \cos(\pi(2p+1)(t+1)/2) dt,$$

$$I_R^{II}(m, i) = \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^0 (1-t^2)^{-1/3} C_{2i+1}^{-1/6}(t) \sin\left(\pi m \left(\frac{\pi - 2\gamma}{\pi} t + 1\right)\right) dt.$$

Запишемо СЛАР (3.87) у матричній формі, враховуючи, що (3.87) має єдиний розв'язок при $P_1 = M_1 - 1$:

$$\begin{bmatrix} G_{0,0} & \cdots & G_{0,M_1-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{M_1-1,0} & \cdots & G_{M_1-1,M_1-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_0 \\ \vdots \\ s_{M_1-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 \\ \vdots \\ I_{M_1-1} \end{bmatrix}.$$

Елементи матриці $[G]$ дорівнюють: $G_{p,i} = I_R^I(p, i) - \frac{8}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} I(p, m) I_R^{II}(m, i)$.

Нехай $B_0 = 1$. Тоді при заданому розмірі d (рис. 3.3) отримуємо:

$$\begin{bmatrix} s_0 \\ \vdots \\ s_{M_1-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{0,0} & \cdots & G_{0,M_1-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{M_1-1,0} & \cdots & G_{M_1-1,M_1-1} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} I_0 \\ \vdots \\ I_{M_1-1} \end{bmatrix}.$$

Таким чином, ми знаходимо всі невідомі коефіцієнти s_i . Після цього функцію $X(\varphi)$ визначимо за формулою (2.46), амплітуди парціальних мод A_p і B_q — за формулами (3.78) і (3.81) відповідно. Розподіли компонент електричного поля у поперечній площині областей I і II КЧРХ (рис. 3.3) визначимо за формулами (3.1)–(3.4), а в усьому поперечному перерізі — використавши симетрію розподілів електричного поля TEM-хвилі. Компоненти магнітного поля TEM-хвилі знайдемо, використавши формули зв'язку з компонентами електричного поля [108].

3.3.2. Власні хвилі TE з антисиметричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля

Так само, як і в розділі 3.2.2, розподіли компонент H_z і E_φ у поперечній площині областей I і II (рис 3.2) представимо у вигляді нескінченних сум

парціальних мод (3.20)–(3.23). Аналогічними для цих компонент є також граничні умови (3.24)–(3.26). Для поєднання умов (3.24) і (3.26) уведемо функцію $X(\varphi)$ таку, що:

$$X(\varphi \in [0; \gamma/2] \cup [(\pi - \gamma)/2; \pi/2]) = 0, \quad (3.90)$$

$$E_{\varphi}^I(r = d, \varphi) = X(\varphi), \quad (3.91)$$

$$E_{\varphi}^{II}(r = d, \varphi) = X(\varphi). \quad (3.92)$$

Підставивши (3.22) в (3.91), отримуємо

$$Z(f, k_c) \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) J'Y'(l_1(n), k_c a, k_c d) = X(\varphi). \quad (3.93)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.93) на функції $\cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$Z(f, k_c) A_p \frac{\pi - 2\gamma}{4} (1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d) = \int_{\gamma/2}^{(\pi - \gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi,$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 3.2)

$$A_p = \frac{4 \int_{\gamma/2}^{(\pi - \gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi}{Z(f, k_c) (\pi - 2\gamma) (1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.94)$$

Підставивши (3.23) в (3.92), отримуємо

$$Z(f, k_c) \sum_{m=0}^{\infty} B_m \sin(l_2(m)\varphi) J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d) = X(\varphi). \quad (3.95)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.95) на функції $\sin(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; \pi/2]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$Z(f, k_c) B_q \frac{\pi}{4} J'Y'(l_2(q), k_c b, k_c d) = \int_{\gamma/2}^{(\pi - \gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi, \quad (3.96)$$

звідки амплітуда q -ої парціальної моди в області II (рис. 3.2)

$$B_q = \frac{4 \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi}{Z(f, k_c) \pi J'Y'(l_2(q), k_c b, k_c d)}. \quad (3.97)$$

У (3.96), (3.97) інтервал інтегрування становить $[\gamma/2; (\pi-\gamma)/2]$, а не $[0; \pi/2]$,

оскільки з (3.90) випливає, що $\int_0^{\gamma/2} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi + \int_{(\pi-\gamma)/2}^{\pi/2} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi = 0$.

Підставивши (3.94), (3.97) у (3.20), (3.21), відповідно, отримуємо

$$H_z^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4 \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) J'Y(l_1(n), k_c a, k_c r)}{Z(f, k_c) (\pi - 2\gamma) (1 + \delta_{n0}) J'Y'(l_1(n), k_c a, k_c d)}, \quad (3.98)$$

$$H_z^{II}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{4 \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi \sin(l_2(m)\varphi) J'Y(l_2(m), k_c b, k_c r)}{Z(f, k_c) \pi J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d)}. \quad (3.99)$$

Підставивши (3.98), (3.99) в умову неперервності (3.25), отримуємо інтегральне рівняння відносно невідомого поля E_φ на межі між частковими областями I і II (рис. 3.2):

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) F(l_1(n), k_c a, k_c d)}{(\pi - 2\gamma) (1 + \delta_{n0})} \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi - \\ - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sin(l_2(m)\varphi) F(l_2(m), k_c b, k_c d)}{\pi} \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi = 0. \quad (3.100)$$

У цьому інтегральному рівнянні використано позначення:

$$F(l, x, y) = J'Y(l, x, y) / J'Y'(l, x, y).$$

Для розв'язання інтегрального рівняння (3.100) невідому функцію $X(\varphi)$ представимо у вигляді (2.46).

У [107, 109] показано, що в околах точок $(r = d; \varphi = \gamma/2)$ і $(r = d; \varphi = (\pi - \gamma)/2)$ повинні задовольнятися умови на ребрах, що характеризують сингулярну поведінку поля на них, а саме:

$$E_\varphi(r = d, \varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{-1/3},$$

$$E_{\varphi}(r = d, \varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow (\pi - \gamma)/2} \sim [(\pi - \gamma)/2 - \varphi]^{-1/3}.$$

Отже, враховуючи (3.91) і (3.92), невідома функція $X(\varphi)$ повинна задовольняти таким умовам:

$$\begin{cases} X(\varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{-1/3}, \\ X(\varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow (\pi - \gamma)/2} \sim [(\pi - \gamma)/2 - \varphi]^{-1/3}. \end{cases} \quad (3.101)$$

Умовам (3.101) задовольняють ортогональні на інтервалі $[\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]$ базисні функції такого типу:

$$R_i(\varphi) = [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_i^{-1/6}(t(\varphi)), \quad (3.102)$$

де $t(\varphi) = \frac{4\varphi - \pi}{\pi - 2\gamma}$, $C_i^{-1/6}(t(\varphi))$ — поліноми Гегенбауера порядку $-1/6$ [110].

Зведемо інтегральне рівняння (3.100) до СЛАР. Для цього підставимо (3.102) у (2.46), а потім (2.46) в (3.100). Після цього помножимо ліву та праву частини рівняння (3.100) на функції $\cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots, P_1$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо однорідну СЛАР із невідомими коефіцієнтами s_i :

$$\sum_{i=0}^{M_1-1} s_i \left[F(l_1(p), k_c a, k_c d) I_R^I(p, i) - \frac{4}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} F(l_2(m), k_c b, k_c d) I(p, m) I_R^{II}(m, i) \right] = 0, \quad p = 0, 1, \dots, P_1. \quad (3.103)$$

У однорідній СЛАР (3.103) використані такі позначення:

$$\begin{aligned} I(p, m) &= \int_{\gamma/2}^{(\pi - \gamma)/2} \sin(l_2(m)\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi, \\ I_R^I(p, i) &= \int_{\gamma/2}^{(\pi - \gamma)/2} R_i(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi = \\ &= \int_{\gamma/2}^{(\pi - \gamma)/2} [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_i^{-1/6}(t(\varphi)) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi, \end{aligned} \quad (3.104)$$

$$\begin{aligned} I_R^{II}(m, i) &= \int_{\gamma/2}^{(\pi - \gamma)/2} R_i(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi = \\ &= \int_{\gamma/2}^{(\pi - \gamma)/2} [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_i^{-1/6}(t(\varphi)) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi. \end{aligned} \quad (3.105)$$

Інтеграли в (3.104), (3.105) аналітично не визначаються. Спростимо їх вирази, виконавши заміну змінної $t(\varphi) = (4\varphi - \pi)/(\pi - 2\gamma)$:

$$I_R^I(p, i) = \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^1 (1 - t^2)^{-1/3} C_i^{-1/6}(t) \cos(\pi p(t + 1)/2) dt,$$

$$I_R^{II}(m, i) = \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^1 (1 - t^2)^{-1/3} C_i^{-1/6}(t) \sin\left(\frac{\pi(2m + 1)}{4} \left(\frac{\pi - 2\gamma}{\pi} t + 1\right)\right) dt.$$

Запишемо однорідну СЛАР (3.103) у матричній формі, враховуючи, що СЛАР (3.103) має єдиний розв'язок при $P_1 = M_1 - 1$:

$$\begin{bmatrix} G_{0,0} & \cdots & G_{0,M_1-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{M_1-1,0} & \cdots & G_{M_1-1,M_1-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_0 \\ \vdots \\ s_{M_1-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.106)$$

Елементи матриці $[G]$ дорівнюють:

$$G_{p,i} = F(l_1(p), k_c a, k_c d) I_R^I(p, i) - \frac{4}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} F(l_2(m), k_c b, k_c d) I(p, m) I_R^{II}(m, i).$$

Умовою нетривіального розв'язку однорідної СЛАР (3.106) є рівність нулю детермінанта матриці $[G]$. Із цієї умови знаходимо критичні хвильові числа власних хвиль ТЕ. Розраховані критичні хвильові числа підставляємо в однорідну СЛАР (3.106). Нехай $s_0 = 1$. Тоді:

$$\begin{bmatrix} G_{0,1} & \cdots & G_{0,M_1-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{M_1-2,1} & \cdots & G_{M_1-2,M_1-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_1 \\ \vdots \\ s_{M_1-1} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} G_{0,0} \\ \vdots \\ G_{M_1-2,0} \end{bmatrix}; \quad \begin{bmatrix} s_1 \\ \vdots \\ s_{M_1-1} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} G_{0,1} & \cdots & G_{0,M_1-1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{M_1-2,1} & \cdots & G_{M_1-2,M_1-1} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} G_{0,0} \\ \vdots \\ G_{M_1-2,0} \end{bmatrix}$$

Подальше розв'язання задачі для хвиль ТЕ аналогічне описаному вище для хвилі ТЕМ, окрім розрахунку розподілів компонент електричного і магнітного полів. Розподіл поздовжньої компоненти магнітного поля H_z у поперечній площині областей I і II (рис. 3.2) визначимо за формулами (3.20), (3.21), а в усьому поперечному перерізі КЧРХ — використовуючи симетрію або антисиметрію ТЕ-хвиль. Поперечні компоненти магнітного і електричного полів знаходимо, використавши формули зв'язку поздовжніх і поперечних компонент поля [108].

3.3.3. Власні хвилі ТЕ із симетричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля

Так само, як і в розділі 3.2.3, розподіли компонент H_z і E_φ у поперечній площині областей I і II (рис 3.3) представимо у вигляді нескінченних сум (3.20)–(3.23) парціальних мод із невідомими амплітудами і критичними хвильовими числами, кожна з яких задовольняє рівнянням Максвелла в циліндричній системі координат і граничним умовам на двох магнітних стінках або на магнітній і електричній стінках і провідних поверхнях КЧРХ, де $l_1(n) = 4\pi n / (\pi - 2\gamma)$, $l_2(m) = 2 + 4m$ для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ (для них ця площина є електричною стінкою) або $l_1(n) = 2\pi(2n + 1) / (\pi - 2\gamma)$, $l_2(m) = 4 + 4m$ для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ (для них ця площина є магнітною стінкою). Аналогічними для цих компонент є також граничні умови (3.38)–(3.40). Для поєднання умов (3.38) і (3.40) уведемо функцію $X(\varphi)$ таку, що:

$$X(\varphi \in [0; \gamma/2]) = 0, \quad (3.107)$$

$$E_\varphi^I(r = d, \varphi) = X(\varphi), \quad (3.108)$$

$$E_\varphi^{II}(r = d, \varphi) = X(\varphi). \quad (3.109)$$

Підставивши (3.22) у (3.108), отримуємо (3.93). Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.93) на функції $\cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$Z(f, k_c) A_p \frac{\pi - 2\gamma}{8} (1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi,$$

для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$Z(f, k_c) A_p \frac{\pi - 2\gamma}{8} J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi,$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 3.3):

для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$A_p = \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi}{Z(f, k_c)(\pi - 2\gamma)(1 + \delta_{p0}) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d)}, \quad (3.110)$$

для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$A_p = \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi}{Z(f, k_c)(\pi - 2\gamma) J'Y'(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.111)$$

Підставивши (3.23) в (3.109), отримуємо (3.95). Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.95) на функції $\sin(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; \pi/4]$, де система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$Z(f, k_c) B_q \frac{\pi}{8} J'Y'(l_2(q), k_c b, k_c d) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi, \quad (3.112)$$

звідки випливає, що амплітуда q -ої парціальної моди в області II (рис. 3.3)

$$B_q = \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi}{Z(f, k_c) \pi J'Y'(l_2(q), k_c b, k_c d)}. \quad (3.113)$$

У (3.112), (3.113) інтервал інтегрування становить $[\gamma/2; \pi/4]$, а не $[0; \pi/4]$,

оскільки з (3.107) випливає, що $\int_0^{\gamma/2} X(\varphi) \sin(l_2(q)\varphi) d\varphi = 0$.

Підставивши (3.110) і (3.113) або (3.111) і (3.113) у (3.20) і (3.21), відповідно, отримуємо

$$H_z^{II}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi \sin(l_2(m)\varphi) J'Y(l_2(m), k_c b, k_c r)}{\gamma^{1/2} Z(f, k_c) \pi J'Y'(l_2(m), k_c b, k_c d)}, \quad (3.114)$$

для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$H_z^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) J'Y(l_1(n), k_c a, k_c r)}{\gamma^{1/2} Z(f, k_c) (\pi - 2\gamma) (1 + \delta_{n0}) J'Y'(l_1(n), k_c a, k_c d)}, \quad (3.115)$$

для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$H_z^I(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) J'Y(l_1(n), k_c a, k_c r)}{\gamma^{1/2} Z(f, k_c) (\pi - 2\gamma) J'Y'(l_1(n), k_c a, k_c d)}. \quad (3.116)$$

Підставивши (3.114) і (3.115) або (3.114) і (3.116) в умову неперервності (3.39), отримаємо інтегральне рівняння відносно невідомого поля E_φ на межі між частковими областями I і II (рис. 3.3):

для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) F(l_1(n), k_c a, k_c d)}{(\pi - 2\gamma) (1 + \delta_{n0})} \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi - \\ & - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sin(l_2(m)\varphi) F(l_2(m), k_c b, k_c d)}{\pi} \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi = 0, \end{aligned} \quad (3.117)$$

для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) F(l_1(n), k_c a, k_c d)}{(\pi - 2\gamma) (1 + \delta_{n0})} \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi -$$

$$-\sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sin(l_2(m)\varphi)F(l_2(m), k_c b, k_c d)}{\pi} \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi = 0. \quad (3.118)$$

У цих інтегральних рівняннях використано таке позначення:

$$F(l, x, y) = J'Y(l, x, y) / J'Y'(l, x, y).$$

Для розв'язання інтегральних рівнянь (3.117) і (3.118) невідому функцію $X(\varphi)$ представимо у вигляді (2.46).

Для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ в точці $(r = d; \varphi = \pi/4)$, яка належить електричній

стінці, повинна задовольнятися умова: $\left. \frac{\partial E_{\varphi}(r = d, \varphi)}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\pi/4} = 0$. Для ТЕ-хвиль із

симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ в

точці $(r = d; \varphi = \pi/4)$, яка належить магнітній стінці, повинна задовольнятися

умова: $E_{\varphi}(r = d, \varphi)|_{\varphi=\pi/4} = 0$. У [107, 109] показано, що в околі точки

$(r = d; \varphi = \gamma/2)$ повинна задовольнятися умова на ребрі, що характеризує

сингулярну поведінку поля на ньому, а саме: $E_{\varphi}(r = d, \varphi)|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{-1/3}$.

Отже, враховуючи (3.108), (3.109), невідома функція $X(\varphi)$ повинна задовольняти умовам:

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial X(\varphi)}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=\pi/4} = 0, \\ X(\varphi)|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{-1/3}, \end{cases} \quad (3.119)$$

а для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\begin{cases} X(\varphi)|_{\varphi=\pi/4} = 0, \\ X(\varphi)|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{-1/3}. \end{cases} \quad (3.120)$$

Умовам (3.119), (3.120) задовольняють ортогональні на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$ базисні функції виду:

для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$R_i(\varphi) = [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i}^{-1/6}(t(\varphi)), \quad (3.121)$$

а для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$R_i(\varphi) = [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i+1}^{-1/6}(t(\varphi)), \quad (3.122)$$

де $t(\varphi) = (4\varphi - \pi)/(\pi - 2\gamma)$, $C_{2i}^{-1/6}(t(\varphi))$, $C_{2i+1}^{-1/6}(t(\varphi))$ — поліноми Гегенбауера порядку $-1/6$ парного і непарного степеня відповідно [110].

Зведемо інтегральні рівняння (3.117) і (3.118) до СЛАР. Для цього підставимо (3.121) і (3.122) у (2.46), а потім (2.46) у (3.117) і (3.118). Після цього помножимо ліву та праву частини рівнянь (3.117) і (3.118) на функції $\cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots, P_1$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо однорідну СЛАР із невідомими коефіцієнтами s_i , вираз якої однаковий як для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$, так і для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$:

$$\sum_{i=0}^{M_1-1} s_i \left[F(l_1(p), k_c a, k_c d) I_R^I(p, i) - \frac{8}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} F(l_2(m), k_c b, k_c d) I(p, m) I_R^{II}(m, i) \right] = 0, \quad p=0, 1, \dots, P_1. \quad (3.123)$$

У однорідній СЛАР (3.123) використані такі позначення:

$$I(p, m) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} \sin(l_2(m)\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi,$$

для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

та

$$I_R^I(p, i) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} R_i(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi =$$

$$= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i}^{-1/6}(t(\varphi)) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi, \quad (3.124)$$

$$\begin{aligned} I_R^{\text{II}}(m, i) &= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} R_i(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi = \\ &= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i}^{-1/6}(t(\varphi)) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi, \end{aligned} \quad (3.125)$$

для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\begin{aligned} I_R^{\text{I}}(p, i) &= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} R_i(\varphi) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi = \\ &= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i+1}^{-1/6}(t(\varphi)) \cos(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi, \end{aligned} \quad (3.126)$$

$$\begin{aligned} I_R^{\text{II}}(m, i) &= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} R_i(\varphi) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi = \\ &= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} [1 - (t(\varphi))^2]^{-1/3} C_{2i+1}^{-1/6}(t(\varphi)) \sin(l_2(m)\varphi) d\varphi. \end{aligned} \quad (3.127)$$

Інтеграли в (3.124)–(3.127) аналітично не визначаються. Спростимо їх вирази, виконавши заміну змінної $t(\varphi) = (4\varphi - \pi)/(\pi - 2\gamma)$:

для ТЕ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\begin{aligned} I_R^{\text{I}}(p, i) &= \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^0 (1 - t^2)^{-1/3} C_{2i}^{-1/6}(t) \cos(\pi p(t + 1)) dt, \\ I_R^{\text{II}}(m, i) &= \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^0 (1 - t^2)^{-1/3} C_{2i}^{-1/6}(t) \sin\left(\frac{\pi(2m + 1)}{2} \left(\frac{\pi - 2\gamma}{\pi} t + 1\right)\right) dt, \end{aligned}$$

а для ТЕ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$I_R^I(p, i) = \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^0 (1 - t^2)^{-1/3} C_{2i+1}^{-1/6}(t) \cos(\pi(2p + 1)(t + 1)/2) dt,$$

$$I_R^{II}(m, i) = \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^0 (1 - t^2)^{-1/3} C_{2i+1}^{-1/6}(t) \sin\left(\pi(m + 1)\left(\frac{\pi - 2\gamma}{\pi}t + 1\right)\right) dt.$$

Запишемо однорідну СЛАР (3.123) в матричній формі (3.106). Елементи матриці $[G]$ дорівнюють $G_{p,i} = F(l_1(p), k_c a, k_c d) I_R^I(p, i) - \frac{8}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} F(l_2(m), k_c b, k_c d) I(p, m) I_R^{II}(m, i)$. Подальше розв'язання крайової задачі аналогічне описаному в попередньому пункті цього розділу.

3.3.4. Власні хвилі ТМ з антисиметричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля

Подані в цьому розділі позначення для власних хвиль типу ТМ співпадають з приведеними вище для ТЕМ-хвилі та ТЕ-хвиль, але вони стосуються лише хвиль типу ТМ. Так само, як і в розділі 3.2.4, розподіли компонент E_z і H_φ у поперечній площині областей I і II (рис 3.2) представимо у вигляді нескінченних сум парціальних мод (3.50)–(3.53). Аналогічними для цих компонент є також граничні умови (3.54)–(3.56). Для поєднання умов (3.54) і (3.56) уведемо функцію $X(\varphi)$ таку, що:

$$X(\varphi \in [0; \gamma/2] \cup [(\pi - \gamma)/2; \pi/2]) = 0, \quad (3.128)$$

$$E_z^I(r = d, \varphi) = X(\varphi), \quad (3.129)$$

$$E_z^{II}(r = d, \varphi) = X(\varphi). \quad (3.130)$$

Підставивши (3.50) у (3.129), отримуємо

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) JY(l_1(n), k_c a, k_c d) = X(\varphi). \quad (3.131)$$

Потім помножимо ліву та праву частини рівняння (3.131) на функції $\sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$A_p \frac{\pi - 2\gamma}{4} JY(l_1(p), k_c a, k_c d) = \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi,$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 3.2)

$$A_p = \frac{4 \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi}{(\pi - 2\gamma) JY(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.132)$$

Підставивши (3.51) у (3.130), отримуємо

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos(l_2(m)\varphi) JY(l_2(m), k_c b, k_c d) = X(\varphi). \quad (3.133)$$

Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.133) на функції $\cos(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; \pi/2]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$B_q \frac{\pi}{4} JY(l_2(q), k_c b, k_c d) = \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi, \quad (3.134)$$

звідки випливає, що амплітуда q -ої парціальної моди в області II (рис. 3.2)

$$B_q = \frac{4 \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi}{\pi JY(l_2(q), k_c b, k_c d)}. \quad (3.135)$$

У (3.134), (3.135) інтервал інтегрування становить $[\gamma/2; (\pi-\gamma)/2]$, а не $[0; \pi/2]$,

оскільки з (3.128) випливає, що $\int_0^{\gamma/2} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi + \int_{(\pi-\gamma)/2}^{\pi/2} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi = 0$.

Підставивши (3.132), (3.135) у (3.52), (3.53), відповідно, отримуємо

$$H_{\varphi}^I(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4 \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) JY'(l_1(n), k_c a, k_c r)}{(\pi - 2\gamma) JY(l_1(n), k_c a, k_c d)}, \quad (3.136)$$

$$H_{\varphi}^{II}(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{4 \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} X(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi \cos(l_2(m)\varphi) JY'(l_2(m), k_c b, k_c r)}{\pi JY(l_2(m), k_c b, k_c d)}, \quad (3.137)$$

Підставивши (3.136), (3.137) в умову неперервності (3.55), отримуємо інтегральне рівняння відносно невідомого поля E_z на межі між частковими областями I і II (рис. 3.2):

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2))F(l_1(n), k_c a, k_c d)^{(\pi-\gamma)/2}}{\pi - 2\gamma} \int_{\gamma/2}^{\pi-\gamma/2} X(\varphi) \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi -$$

$$- \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos(l_2(m)\varphi)F(l_2(m), k_c b, k_c d)^{(\pi-\gamma)/2}}{\pi} \int_{\gamma/2}^{\pi-\gamma/2} X(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi = 0. \quad (3.138)$$

У цьому інтегральному рівнянні використано таке позначення:

$$F(l, x, y) = JY'(l, x, y) / JY(l, x, y).$$

Для розв'язання інтегрального рівняння (3.138) невідому функцію $X(\varphi)$ представимо у вигляді (2.46).

У [107, 109] показано, що в околах точок поперечного перерізу ($r = d; \varphi = \gamma/2$) і ($r = d; \varphi = (\pi - \gamma)/2$) повинні задовольнятися умови на ребрах, що характеризують сингулярну поведінку поля на них, а саме:

$$E_z(r = d, \varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{2/3},$$

$$E_z(r = d, \varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow (\pi-\gamma)/2} \sim [(\pi - \gamma)/2 - \varphi]^{2/3}.$$

Отже, враховуючи (3.129), (3.130), невідома функція $X(\varphi)$ повинна задовольняти таким умовам:

$$\begin{cases} X(\varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{2/3}, \\ X(\varphi) \Big|_{\varphi \rightarrow (\pi-\gamma)/2} \sim [(\pi - \gamma)/2 - \varphi]^{2/3}. \end{cases} \quad (3.139)$$

Умовам (3.139) задовольняють ортогональні на інтервалі $[\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]$ базисні функції такого виду:

$$R_i(\varphi) = [1 - (t(\varphi))^2]^{2/3} C_i^{11/6}(t(\varphi)), \quad (3.140)$$

де $t(\varphi) = \frac{4\varphi - \pi}{\pi - 2\gamma}$, $C_i^{11/6}(t(\varphi))$ — поліноми Гегенбауера порядку 11/6 [110].

Зведемо інтегральне рівняння (3.138) до СЛАР. Для цього підставимо (3.140) у (2.46), а потім (2.46) у (3.138). Потім помножимо ліву та праву частини

рівняння (3.138) на функції $\sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots, P_1$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; (\pi - \gamma)/2]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо однорідну СЛАР, вираз якої співпадає з (3.103), але позначення, що входять в неї, інші:

$$I(p, m) = \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} \cos(l_2(m)\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi,$$

$$I_R^I(p, i) = \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} R_i(\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi =$$

$$= \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} [1 - (t(\varphi))^2]^{2/3} C_i^{11/6}(t(\varphi)) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi, \quad (3.141)$$

$$I_R^{II}(m, i) = \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} R_i(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi =$$

$$= \int_{\gamma/2}^{(\pi-\gamma)/2} [1 - (t(\varphi))^2]^{2/3} C_i^{11/6}(t(\varphi)) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi. \quad (3.142)$$

Інтеграли в (3.141), (3.142) аналітично не визначаються. Спростимо їх вирази, виконавши заміну змінної $t(\varphi) = (4\varphi - \pi)/(\pi - 2\gamma)$:

$$I_R^I(p, i) = \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^1 (1 - t^2)^{2/3} C_i^{11/6}(t) \sin(\pi(p+1)(t+1)/2) dt,$$

$$I_R^{II}(m, i) = \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^1 (1 - t^2)^{2/3} C_i^{11/6}(t) \cos\left(\frac{\pi(2m+1)}{4} \left(\frac{\pi - 2\gamma}{\pi} t + 1\right)\right) dt.$$

Подальше розв'язання задачі аналогічне описаному вище для ТЕ-хвиль.

3.3.5. Власні хвилі ТМ із симетричними відносно площини $\varphi = \pi/2$ розподілами електричного поля

Так само, як і в розділі 3.2.4, розподіли компонент E_z і H_φ у поперечній площині областей I і II (рис 3.3) представимо у вигляді нескінченних сум (3.50)–(3.53) парціальних мод із невідомими амплітудами і критичними хвильовими числами, кожна з яких задовольняє рівнянням Максвелла в

циліндричній системі координат і граничним умовам на двох магнітних стінках або на магнітній і електричній стінках і провідних поверхнях КЧРХ, де $l_1(n) = 4\pi(n+1)/(\pi-2\gamma)$, $l_2(m) = 2+4m$ для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ (для них ця площина є електричною стінкою) або $l_1(n) = 2\pi(2n+1)/(\pi-2\gamma)$, $l_2(m) = 4m$ для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ (для них ця площина є магнітною стінкою). Аналогічними для цих компонент є також граничні умови (3.65)–(3.67). Для поєднання умов (3.65) і (3.67) уведемо функцію $X(\varphi)$ таку, що:

$$X(\varphi \in [0; \gamma/2]) = 0, \quad (3.143)$$

$$E_z^I(r = d, \varphi) = X(\varphi), \quad (3.144)$$

$$E_z^{II}(r = d, \varphi) = X(\varphi). \quad (3.145)$$

Підставивши (3.50) в (3.144), отримуємо (3.131). Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.131) на функції $\sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

$$A_p \frac{\pi - 2\gamma}{8} JY(l_1(p), k_c a, k_c d) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi,$$

звідки випливає, що амплітуда p -ої парціальної моди в області I (рис. 3.3)

$$A_p = \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi}{(\pi - 2\gamma) JY(l_1(p), k_c a, k_c d)}. \quad (3.146)$$

Підставивши (3.51) в (3.145), отримуємо (3.133). Далі помножимо ліву та праву частини рівняння (3.133) на функції $\cos(l_2(q)\varphi)$, $q = 0, 1, 2, \dots$, і проінтегруємо на інтервалі $[0; \pi/4]$, на якому система таких функцій ортогональна. У результаті отримаємо рівняння:

для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$B_q \frac{\pi}{8} JY(l_2(q), k_c b, k_c d) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi, \quad (3.147)$$

а для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$B_q \frac{\pi}{8} (1 + \delta_{q0}) JY(l_2(q), k_c b, k_c d) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi, \quad (3.148)$$

звідки випливає, що амплітуда q -ої парціальної моди в області II (рис. 3.3)

для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$B_q = \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi}{\pi JY(l_2(q), k_c b, k_c d)}. \quad (3.149)$$

а для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$B_q = \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi}{\pi (1 + \delta_{q0}) JY(l_2(q), k_c b, k_c d)}. \quad (3.150)$$

У (3.147)–(3.150) інтервал інтегрування становить $[\gamma/2; \pi/4]$, а не $[0; \pi/4]$,

оскільки з (3.143) випливає, що $\int_0^{\gamma/2} X(\varphi) \cos(l_2(q)\varphi) d\varphi = 0$.

Підставивши (3.146) і (3.149) або (3.146) і (3.150) у (3.52) і (3.53), відповідно, отримуємо

$$H_\varphi^l(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8 \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) JY'(l_1(n), k_c a, k_c r)}{(\pi - 2\gamma) JY(l_1(n), k_c a, k_c d)}, \quad (3.151)$$

для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$:

$$H_{\varphi}^{II}(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{8 \int_{\pi/4}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi \cos(l_2(m)\varphi) JY'(l_2(m), k_c b, k_c r)}{\pi JY(l_2(m), k_c b, k_c d)}, \quad (3.152)$$

а для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$:

$$H_{\varphi}^{II}(r, \varphi) = Y(f, k_c) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{8 \int_{\pi/4}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi \cos(l_2(m)\varphi) JY'(l_2(m), k_c b, k_c r)}{\pi(1 + \delta_{m0}) JY(l_2(m), k_c b, k_c d)}. \quad (3.153)$$

Підставивши (3.151) і (3.152) або (3.151) і (3.153) в умову неперервності (3.66), отримаємо інтегральне рівняння відносно невідомого поля E_z на межі між частковими областями I і II (рис. 3.3):

для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) F(l_1(n), k_c a, k_c d)}{\pi - 2\gamma} \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi - \\ - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos(l_2(m)\varphi) F(l_2(m), k_c b, k_c d)}{\pi} \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi = 0. \quad (3.154)$$

для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) F(l_1(n), k_c a, k_c d)}{\pi - 2\gamma} \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \sin(l_1(n)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi - \\ - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos(l_2(m)\varphi) F(l_2(m), k_c b, k_c d)}{\pi(1 + \delta_{m0})} \int_{\gamma/2}^{\pi/4} X(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi = 0. \quad (3.155)$$

У цих інтегральних рівняннях використано позначення:

$$F(l, x, y) = JY'(l, x, y) / JY(l, x, y).$$

Для розв'язання інтегральних рівнянь (3.154) і (3.155) невідому функцію $X(\varphi)$ представимо у вигляді (2.46).

Для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ в точці $(r = d; \varphi = \pi/4)$, яка належить електричній стінці, повинна задовольнятися умова: $E_z(r = d, \varphi)|_{\varphi=\pi/4} = 0$. Для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$ в точці $(r = d; \varphi = \pi/4)$, яка належить магнітній стінці, повинна задовольнятися

умова: $\frac{\partial E_z(r = d, \varphi)}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\pi/4} = 0$. У [107, 109] показано, що в околі точки

$(r = d; \varphi = \gamma/2)$ повинна задовольнятися умова на ребрі, що характеризує сингулярну поведінку поля на ньому, а саме: $E_z(r = d, \varphi)|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{2/3}$.

Отже, враховуючи (3.144), (3.145), невідома функція $X(\varphi)$ повинна задовольняти умовам:

для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\begin{cases} X(\varphi)|_{\varphi=\pi/4} = 0, \\ X(\varphi)|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{2/3}. \end{cases} \quad (3.156)$$

а для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\begin{cases} \frac{\partial X(\varphi)}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\pi/4} = 0, \\ X(\varphi)|_{\varphi \rightarrow \gamma/2} \sim [\gamma/2 - \varphi]^{2/3}, \end{cases} \quad (3.157)$$

Умовам (3.156), (3.157) задовольняють ортогональні на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$ базисні функції такого виду:

для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$R_i(\varphi) = [1 - (t(\varphi))^2]^{2/3} C_{2i+1}^{11/6}(t(\varphi)), \quad (3.158)$$

а для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$R_i(\varphi) = [1 - (t(\varphi))^2]^{2/3} C_{2i}^{11/6}(t(\varphi)), \quad (3.159)$$

де $t(\varphi) = (4\varphi - \pi)/(\pi - 2\gamma)$, $C_{2i+1}^{11/6}(t(\varphi))$, $C_{2i}^{11/6}(t(\varphi))$ — поліноми Гегенбауера порядку $11/6$ непарного і парного степеня відповідно [110].

Зведемо інтегральні рівняння (3.154) і (3.155) до СЛАР. Для цього підставимо (3.158) і (3.159) у (2.46), а потім (2.46) у (3.154) і (3.155), відповідно. Потім помножимо ліву та праву частини рівнянь (3.154) і (3.155) на функції $\sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2))$, $p = 0, 1, 2, \dots, P_1$, і проінтегруємо на інтервалі $[\gamma/2; \pi/4]$, на якому система цих функцій ортогональна. У результаті отримаємо однорідні СЛАР із невідомими коефіцієнтами s_i :

для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\sum_{i=0}^{M_1-1} s_i \left[F(l_1(p), k_c a, k_c d) I_R^I(p, i) - \frac{8}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} F(l_2(m), k_c b, k_c d) I(p, m) I_R^{II}(m, i) \right] = 0, \quad p=0, 1 \dots P_1, \quad (3.160)$$

для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\sum_{i=0}^{M_1-1} s_i \left[F(l_1(p), k_c a, k_c d) I_R^I(p, i) - \frac{8}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{F(l_2(m), k_c b, k_c d) I(p, m) I_R^{II}(m, i)}{1 + \delta_{m0}} \right] = 0, \quad p=0, 1 \dots P_1. \quad (3.161)$$

У однорідних СЛАР (3.160), (3.161) використані такі позначення:

$$I(p, m) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} \cos(l_2(m)\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi,$$

для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$:

$$I_R^I(p, i) = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} R_i(\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi = \\ = \int_{\gamma/2}^{\pi/4} [1 - (t(\varphi))^2]^{2/3} C_{2i+1}^{11/6}(t(\varphi)) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi, \quad (3.162)$$

$$\begin{aligned}
I_R^{\text{II}}(m, i) &= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} R_i(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi = \\
&= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} [1 - (t(\varphi))^2]^{2/3} C_{2i+1}^{11/6}(t(\varphi)) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi, \quad (3.163)
\end{aligned}$$

а для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$:

$$\begin{aligned}
I_R^{\text{I}}(p, i) &= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} R_i(\varphi) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi = \\
&= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} [1 - (t(\varphi))^2]^{2/3} C_{2i}^{11/6}(t(\varphi)) \sin(l_1(p)(\varphi - \gamma/2)) d\varphi, \quad (3.164)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_R^{\text{II}}(m, i) &= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} R_i(\varphi) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi = \\
&= \int_{\gamma/2}^{\pi/4} [1 - (t(\varphi))^2]^{2/3} C_{2i}^{11/6}(t(\varphi)) \cos(l_2(m)\varphi) d\varphi. \quad (3.165)
\end{aligned}$$

Інтеграли в (3.162)–(3.165) аналітично не визначаються. Спростимо їх вирази, виконавши заміну змінної $t(\varphi) = (4\varphi - \pi)/(\pi - 2\gamma)$:

для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\begin{aligned}
I_R^{\text{I}}(p, i) &= \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^0 (1 - t^2)^{2/3} C_{2i+1}^{11/6}(t) \sin(\pi(p+1)(t+1)) dt, \\
I_R^{\text{II}}(m, i) &= \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^0 (1 - t^2)^{2/3} C_{2i+1}^{11/6}(t) \cos\left(\frac{\pi(2m+1)}{2} \left(\frac{\pi - 2\gamma}{\pi} t + 1\right)\right) dt,
\end{aligned}$$

а для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$\begin{aligned}
I_R^{\text{I}}(p, i) &= \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^0 (1 - t^2)^{2/3} C_{2i}^{11/6}(t) \sin(\pi(2p+1)(t+1)/2) dt, \\
I_R^{\text{II}}(m, i) &= \frac{\pi - 2\gamma}{4} \int_{-1}^0 (1 - t^2)^{2/3} C_{2i}^{11/6}(t) \cos\left(\pi m \left(\frac{\pi - 2\gamma}{\pi} t + 1\right)\right) dt.
\end{aligned}$$

Запишемо однорідні СЛАР (3.160), (3.161) у матричній формі (3.106). Елементи матриці $[G]$ дорівнюють:

для ТМ-хвиль із антисиметричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$G_{p,i} = F(l_1(p), k_c a, k_c d) I_R^I(p, i) - \frac{8}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} F(l_2(m), k_c b, k_c d) I(p, m) I_R^{II}(m, i),$$

а для ТМ-хвиль із симетричними розподілами електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/4$

$$G_{p,i} = F(l_1(p), k_c a, k_c d) I_R^I(p, i) - \frac{8}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{F(l_2(m), k_c b, k_c d) I(p, m) I_R^{II}(m, i)}{1 + \delta_{m0}}.$$

Подальше розв'язання задачі аналогічне описаному вище для ТЕ-хвиль.

3.3.6. Збіжність розв'язків для критичних хвильових чисел

На основі створених математичних моделей розроблено алгоритми і програму для розрахунку критичних хвильових чисел і розподілів компонент полів власних хвиль КЧРХ. Використовуючи цю програму, проведемо аналіз збіжності розв'язків для критичних хвильових чисел залежно від кількості базисних функцій M_1 і парціальних мод M , якою треба обмежити суми в елементах матриці $[G]$. Розрахунки виконаємо для двох конфігурацій КЧРХ, зображених на рис. 3.1. На цьому рисунку видно, що для обох конфігурацій області I і III обмежені трьома провідними поверхнями КЧРХ і граничною поверхнею між областями, а область II — двома магнітними стінками, чотирма провідними поверхнями КЧРХ і двома граничними поверхнями. Тому всі формули для розрахунків залишаються однаковими для обох конфігурацій КЧРХ.

Спочатку порівняємо результати розрахунків критичних хвильових чисел для різних конфігурацій КЧРХ методом інтегральних рівнянь, реалізованим у власному розробленому програмному забезпеченні, і методом FDTD, реалізованим у програмному пакеті CST Microwave Studio. Порівняння показує, що при використанні 10 базисних функцій і 30 парціальних мод у МІР критичні хвильові числа співпадають з точністю 0,3% з розрахованими методом FDTD

при розмірі сітки $\lambda/100$, де λ — довжина хвилі в робочому діапазоні частот КЧРХ. Далі розрахуємо відносні похибки δ за формулою

$$\delta = [k_c(M_1; M) - k_c(10; 30)] / k_c(10; 30) \cdot 100\%,$$

де M_1 — число базисних функцій, а M — число парціальних мод.

Для КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі встановимо такі значення кутів і відношень розмірів: $\gamma = 10^\circ, 30^\circ, 50^\circ$, $a/b = 0,5$, $(b-d)/b = 0,1$, для КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі — $\gamma = 10^\circ, 30^\circ, 50^\circ$, $b/a = 0,5$, $(d-b)/a = 0,1$. Графіки відносних похибок δ критичних хвильових чисел перших трьох ТЕ-хвиль (серед яких перша і третя мають антисиметричні розподіли електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/2$, а друга — симетричний розподіл електричного поля відносно площини $\varphi = \pi/2$ і антисиметричний відносно площини $\varphi = \pi/4$) і першої ТМ-хвилі (яка має симетричний розподіл електричного поля відносно площин $\varphi = \pi/2$ і $\varphi = \pi/4$) залежно від кількості парціальних мод M при фіксованій кількості базисних функцій $M_1=10$ показані на рис. 3.11–3.13. На рис. 3.11–3.16 відносні похибки для першої, другої, третьої ТЕ-хвиль і першої ТМ-хвилі показано суцільною, штриховою, пунктирною і штрихпунктирною лініями відповідно. Результати для КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі показано на рис. 3.11а–3.16а, а для КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі — на рис. 3.11б–3.16б.

Порівнюючи рис. 3.11а–3.13а з рис. 3.11б–3.13б, бачимо, що відносні похибки критичних хвильових чисел перших трьох ТЕ-хвиль для КЧРХ з ребрами на зовнішньому провідному циліндрі менші, ніж для КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі при тому ж відносному значенні зазорів між ребрами і провідним циліндром. Для першої ТМ-хвилі відносні похибки мають практично однакові значення для обох конфігурацій КЧРХ.

Графіки відносних похибок δ у залежності від кількості використаних базисних функцій M_1 при фіксованій кількості парціальних мод $M = 30$ показано на рис. 3.14–3.16. Відносні похибки розраховано відносно критичних хвильових чисел, отриманих при $M_1=10$ і $M=30$. Було використано базисні функції, які є ортогональними на інтервалах $[\gamma/2; (\pi-\gamma)/2]$ або $[\gamma/2; \pi/4]$ та

задовольняють умовам на ребрах: (3.102) для першої і третьої ТЕ-хвиль, (3.121) для другої ТЕ-хвилі та (3.159) для першої ТМ-хвилі.

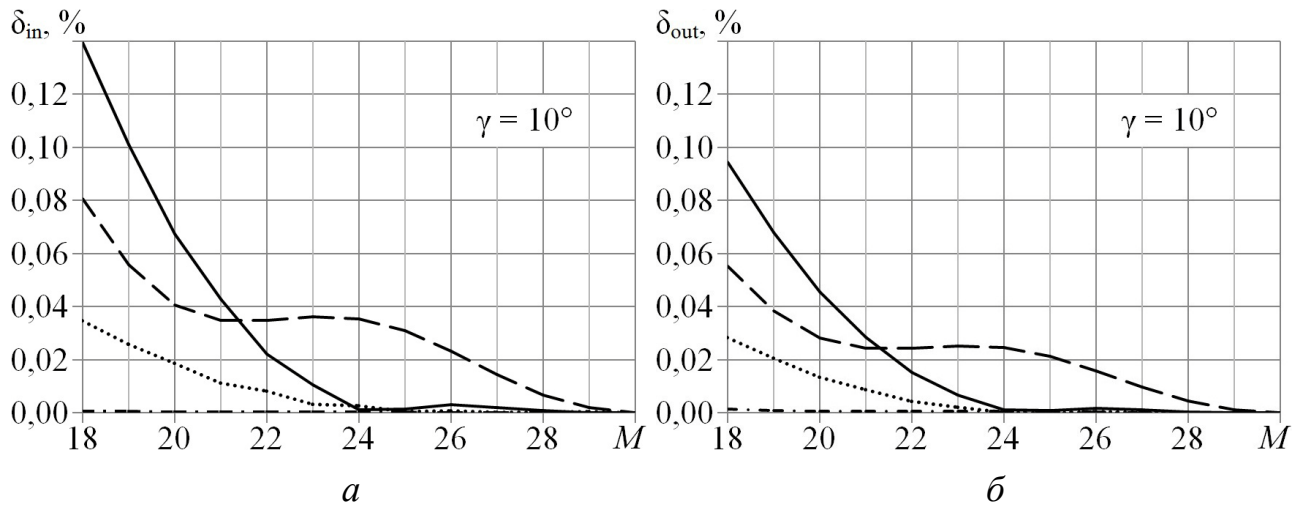


Рис. 3.11. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M

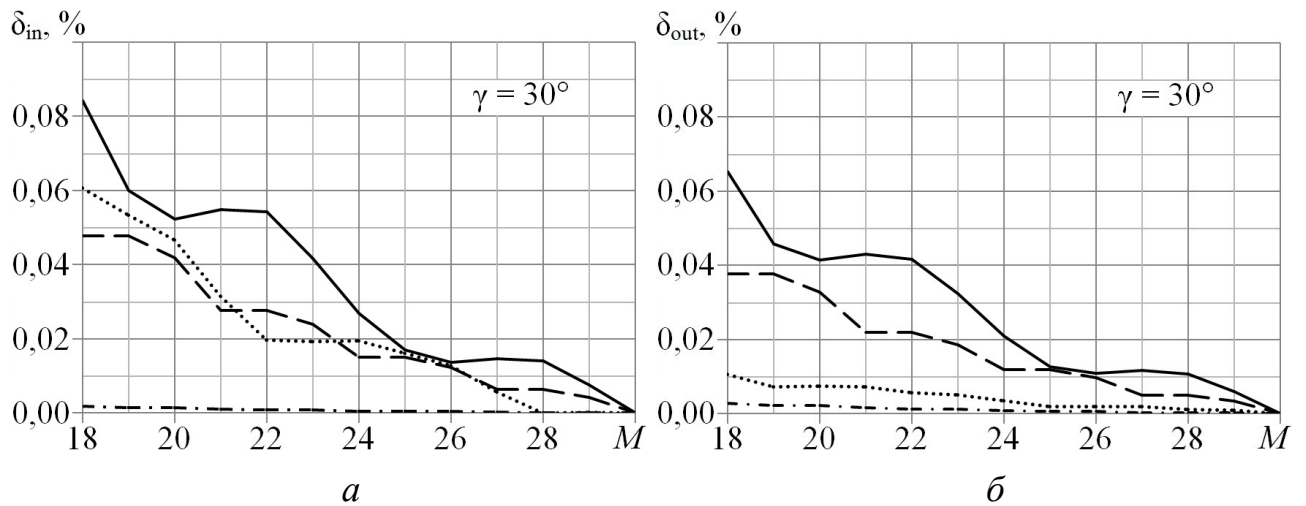


Рис. 3.12. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M

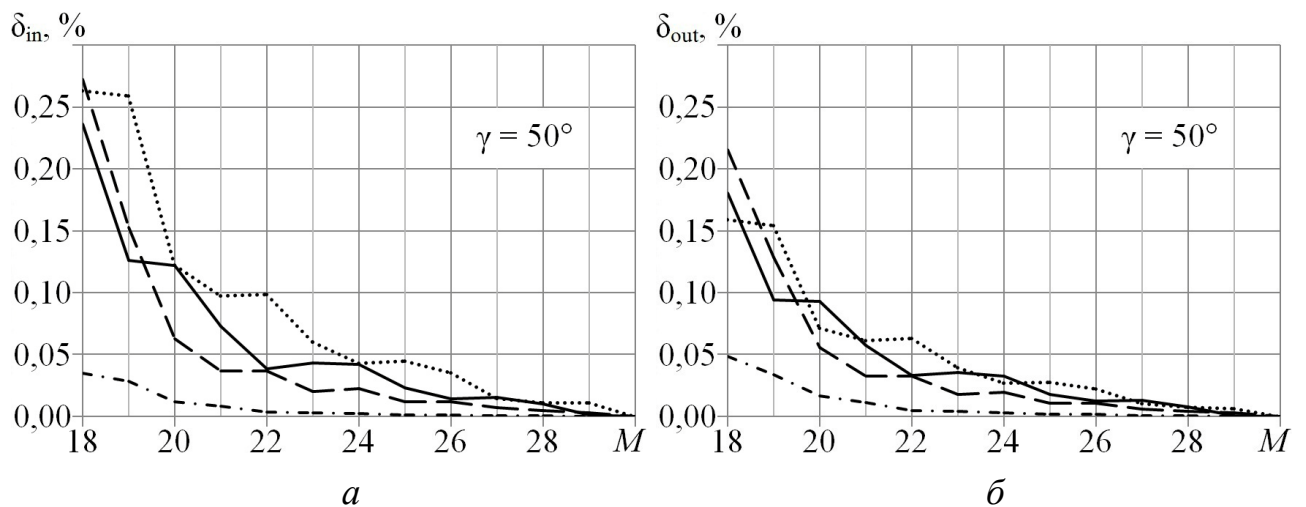
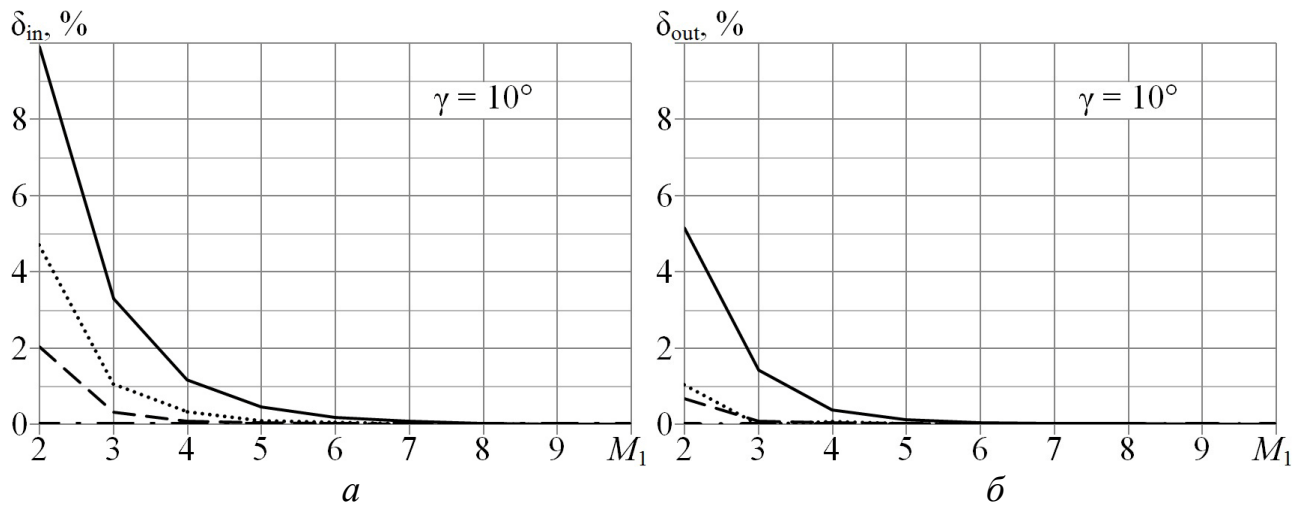
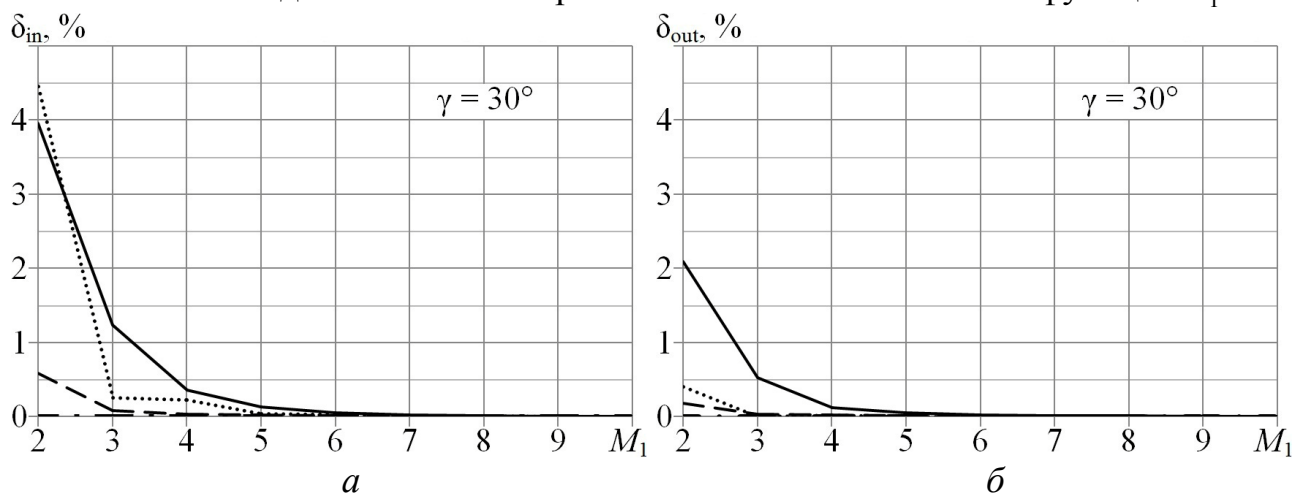
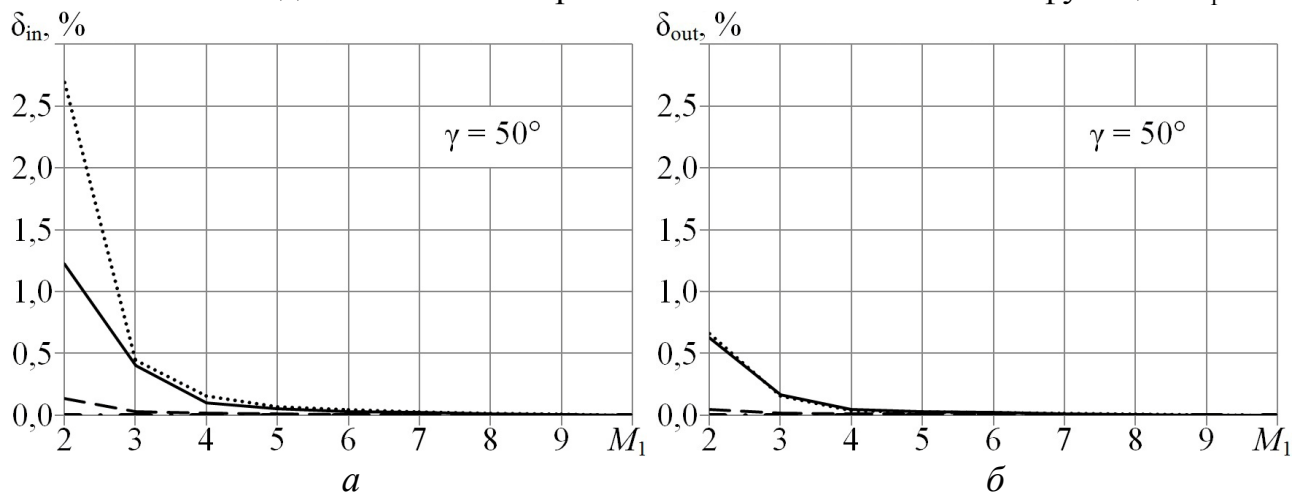


Рис. 3.13. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M

Рис. 3.14. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M_1 Рис. 3.15. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M_1 Рис. 3.16. Відносні похибки критичних хвильових чисел як функції M_1

На рис. 3.14–3.16 видно, що при збільшенні кута ребер γ відносні похибки критичних хвильових чисел зменшуються. Порівнюючи рис. 3.14а–3.16а з рис. 3.14б–3.16б, бачимо, що відносні похибки критичних хвильових чисел перших трьох ТЕ-хвиль для КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі менше,

ніж для КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі при тому ж відносному значенні зазорів між ребрами і коловим провідним циліндром. Для першої ТМ-хвилі ці відносні похибки мають практично однакові значення для обох конфігурацій КЧРХ.

Аналіз графіків на рис. 3.14–3.16 показує, що при використанні 7 ортогональних базисних функцій, які правильно враховують умови на ребрах, відносні похибки критичних хвильових чисел перших трьох ТЕ-хвиль і першої ТМ-хвилі не перевищують 0,1%. З іншого боку, на рис. 3.11–3.13 видно, що при використанні 21 парціальної моди відносні похибки критичних хвильових чисел перших трьох ТЕ-хвиль і першої ТМ-хвилі не перевищують 0,1% порівняно зі значеннями критичних хвильових чисел при використанні 30 парціальних мод незалежно від кута ребер γ . Отже, для розрахунку критичних хвильових чисел КЧРХ обох конфігурацій методом інтегральних рівнянь із використанням ортогональних базисних функцій, які правильно враховують умови на ребрах, із відносною похибкою, меншою за 0,1%, потрібно використовувати не менше 7 базисних функцій і не менше 21 парціальної моди.

3.3.7. Збіжність розв'язків для розподілів електричного поля

Проведемо аналіз збіжності розв'язків для розподілів електричного поля для ТЕМ-хвилі і першої ТЕ-хвилі залежно від кількості парціальних мод і ортогональних базисних функцій, які коректно враховують сингулярність поля на ребрах. Розрахунки проводитимемо для двох конфігурацій КЧРХ, зображених на рис. 3.1. Для КЧРХ із ребрами на внутрішньому циліндрі встановимо такі кути і співвідношення лінійних розмірів: $\gamma = 30^\circ$, $a/b = 0,5$, $(d-a)/b = 0,4$, а для КЧРХ із ребрами на зовнішньому циліндрі — $\gamma = 30^\circ$, $b/a = 0,5$, $(a-d)/a = 0,4$.

При використанні в МІР 10 базисних функцій і 30 парціальних мод критичні хвильові числа співпадають з точністю 0,3% з розрахованими методом FDTD при розмірі сітки $\lambda/100$, де λ — довжина хвилі в робочому діапазоні частот КЧРХ. З іншого боку, в розділі 3.3.6 показано, що для розрахунку

критичних хвильових чисел КЧРХ обох конфігурацій за допомогою МІР із використанням систем ортогональних базисних функцій, які правильно враховують умови на ребрах, із відносною похибкою, меншою за 0,1%, потрібно використовувати не менше 7 таких базисних функцій і не менше 21 парціальної моди. Отже, для аналізу збіжності розв'язків для розподілів електричного поля порівняємо розподіли компонент електричного поля, розраховані при використанні 7 або 10 базисних функцій і 21 або 30 парціальних мод відповідно.

Розподіли компонент електричного поля для ТЕМ-хвилі показано на рис. 3.17, 3.18, а для першої ТЕ-хвилі — на рис. 3.19, 3.20. Розподіли для радіальної компоненти електричного поля $E_r(r=d, \varphi \in [0; \pi])$, розраховані на граничній поверхні між областями I, II і III (рис. 3.1), показано на рис. 3.17, 3.19, а для азимутальної — на рис. 3.18, 3.20. На рис. 3.17–3.20 результати, отримані при використанні 7 ортогональних базисних функцій, що правильно враховують умови на ребрах, з 21 парціальною модою і при використанні 10 таких базисних функцій з 30 парціальними модами, показано штриховими і суцільними лініями відповідно.

Як видно на рис. 3.17–3.20, при збільшенні кількості використаних базисних функцій і парціальних мод розподіли компонент електричного поля в області пікових значень стають вужчими і гострішими. Ці різкі збільшення електричного поля викликані сингулярністю поведінки поля на ребрах. Чим більше ортогональних базисних функцій і парціальних мод використовуються при розрахунку розподілів компонент електричного поля, тим точніше їх сума апроксимує цю сингулярність. Поведінка поля в областях кромek ребер і в зазорах між ребрами і провідними циліндрами КЧРХ обох конфігурацій узгоджується з поведінкою електричного поля основної ТЕ-хвилі СКРХ (див. розділ. 2.2.4, 2.3.2).

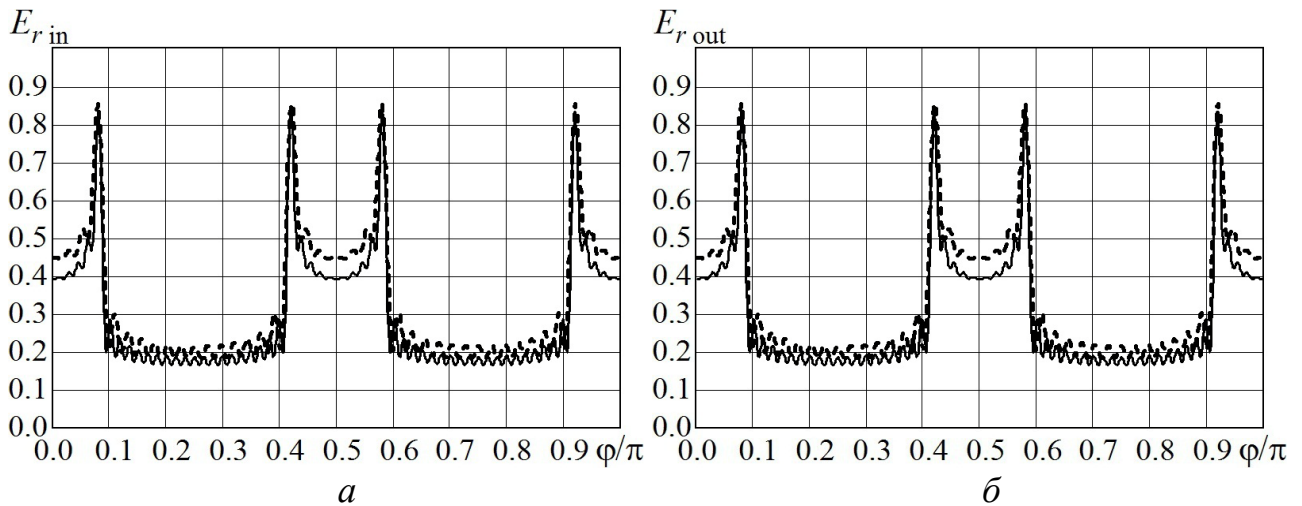


Рис. 3.17. Розподіли радіальної компоненти електричного поля TEM-хвилі

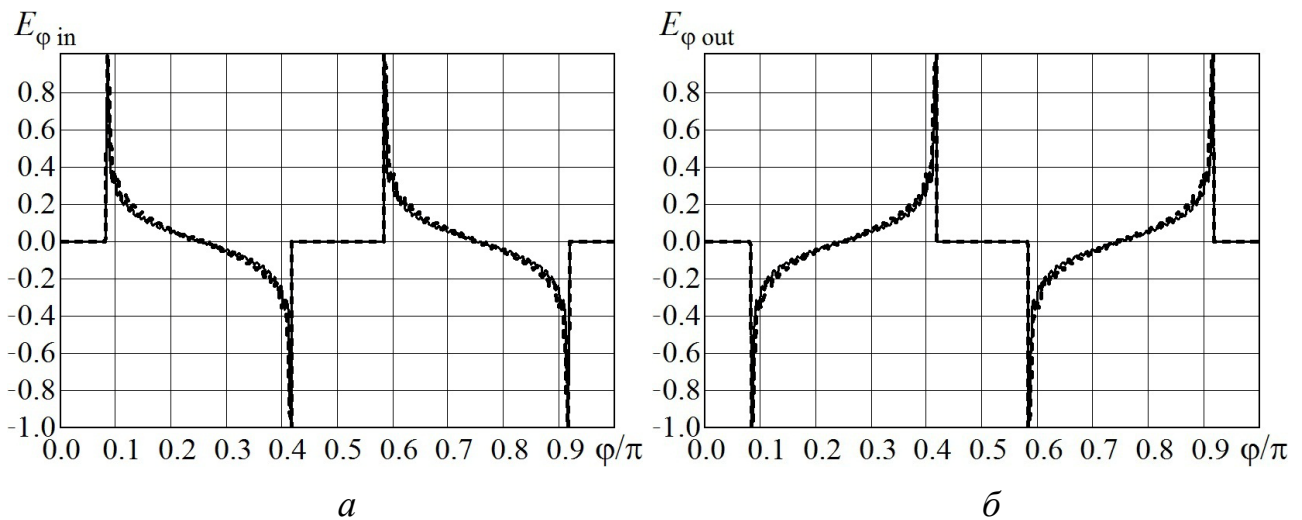


Рис. 3.18. Розподіли азимутальної компоненти електричного поля TEM-хвилі

На рис. 3.17–3.20 видно, що розподіли компонент електричного поля для власних хвиль КЧРХ, розраховані при використанні 7 ортогональних базисних функцій, які правильно враховують умови на ребрах, із 21 парціальною модою, досить добре узгоджуються з розподілами, розрахованими при використанні 10 таких базисних функцій з 30 парціальними модами. Відхилення між розподілами радіальної компоненти електричного поля виникають у зазорах між ребрами і провідним циліндром, де при використанні 10 базисних функцій і 30 парціальних мод ці розподіли є ближчими до однорідних. Однорідність цих розподілів у вказаній області поперечного перерізу КЧРХ підтверджується результатами, розрахованими за допомогою МЧО при використанні 30 парціальних мод і показаними на рис. 3.7 і 3.9 суцільними лініями. Отже, для

правильного розрахунку розподілів полів власних хвиль КЧРХ методом інтегральних рівнянь необхідно використовувати не менше 7 ортогональних базисних функцій, які правильно враховують умови на ребрах, і не менше 21 парціальної моди. Якщо при цьому вимагається розрахувати поля з високою точністю, то необхідно використовувати не менше 10 базисних функцій, які правильно враховують умови на ребрах, і не менше 30 парціальних мод.

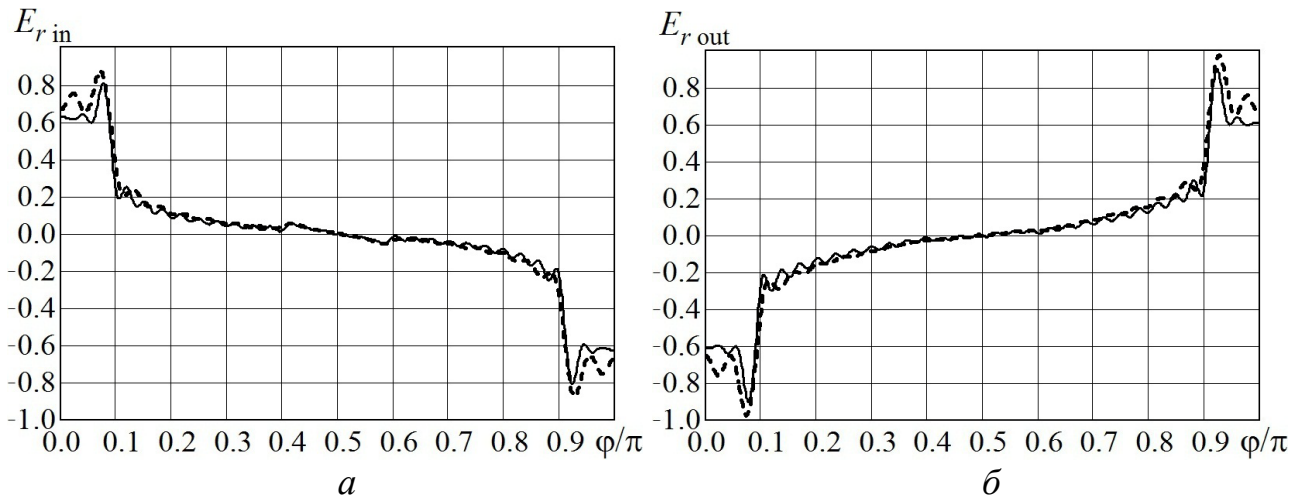


Рис. 3.19. Розподіли радіальної компоненти електричного поля першої ТЕ-хвилі

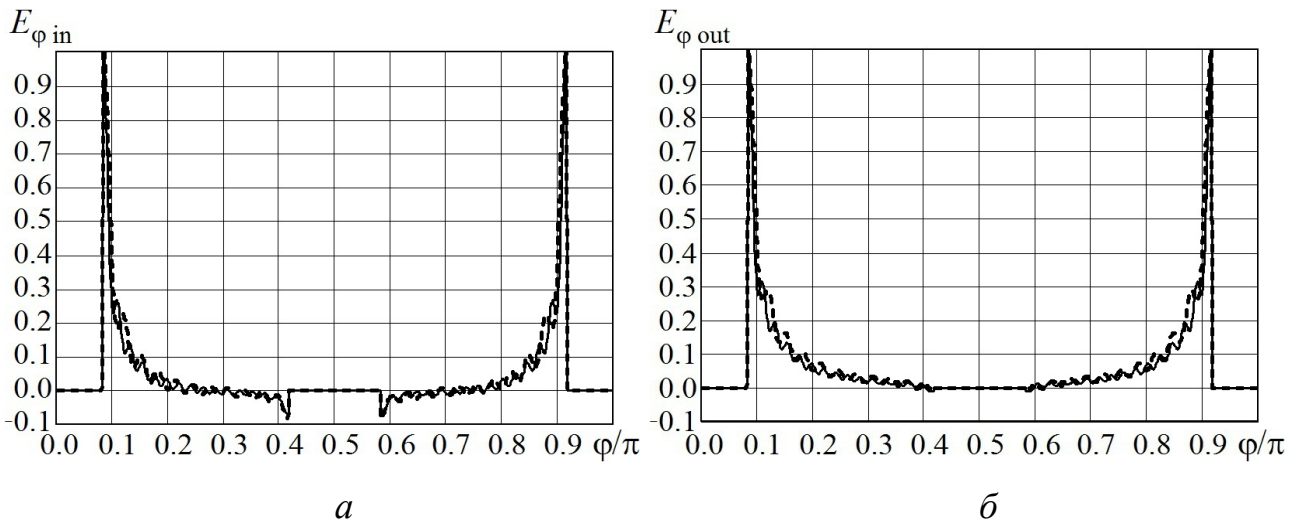


Рис. 3.20. Розподіли азимутальної компоненти електричного поля першої ТЕ-хвилі

Порівнюючи відповідно рис. 3.7–3.10 із рис. 3.17–3.20, бачимо, що при використанні 10 базисних функцій, які правильно враховують сингулярність на ребрах, і 30 парціальних мод метод інтегральних рівнянь дає значно кращі результати для розподілів електричного поля КЧРХ, ніж МЧО із застосуванням 30 парціальних мод. Особливо це помітно в міжреберних областях КЧРХ при

$\varphi \in \left[\frac{\gamma}{2}; \frac{\pi - \gamma}{2} \right] \cup \left[\frac{\pi + \gamma}{2}; \pi - \frac{\gamma}{2} \right]$, де розподіли, отримані за допомогою МЧО

(рис. 3.7–3.10) мають значно більші коливання вищих парціальних мод, які з фізичної точки зору повинні бути відсутні для ТЕМ-хвилі та першої ТЕ-хвилі.

Таким чином, метод інтегральних рівнянь із використанням ортогональних базисних функцій, які правильно враховують особливість поля на ребрах, забезпечує значно точніший, ніж МЧО розрахунок розподілів електричного поля власних хвиль КЧРХ. При цьому для правильного розрахунку розподілів полів власних хвиль КЧРХ методом інтегральних рівнянь достатньо використовувати 10 базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрах, і 30 парціальних мод.

3.4. Власні хвилі коаксіальних чотириреберних хвилеводів

3.4.1. Критичні хвильові числа

Дослідимо критичні хвильові числа перших трьох ТЕ-хвиль і першої ТМ-хвилі КЧРХ двох конфігурацій (рис. 3.1) в залежності від відносної висоти ребер h для різних значень кутів ребер γ і відношень радіусів внутрішнього і зовнішнього циліндрів. Результати розрахунків критичних хвильових чисел (k_c), помножених на зовнішній радіус КЧРХ з ребрами на внутрішньому ($k_{c_{in}} b$) або на зовнішньому ($k_{c_{out}} a$) циліндрі, отриманих методом інтегральних рівнянь (при використанні 10 ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрах, і 30 парціальних мод), реалізованому у власному розробленому програмному забезпеченні, і методом FDTD, який реалізований у програмному пакеті CST Microwave Studio (при розмірі сітки $\lambda/100$, де λ — довжина хвилі в робочому діапазоні частот КЧРХ), наведено на рис. 3.21–3.26. Різниця між результатами розрахунків критичних хвильових чисел цими двома методами не перевищує 0,3%.

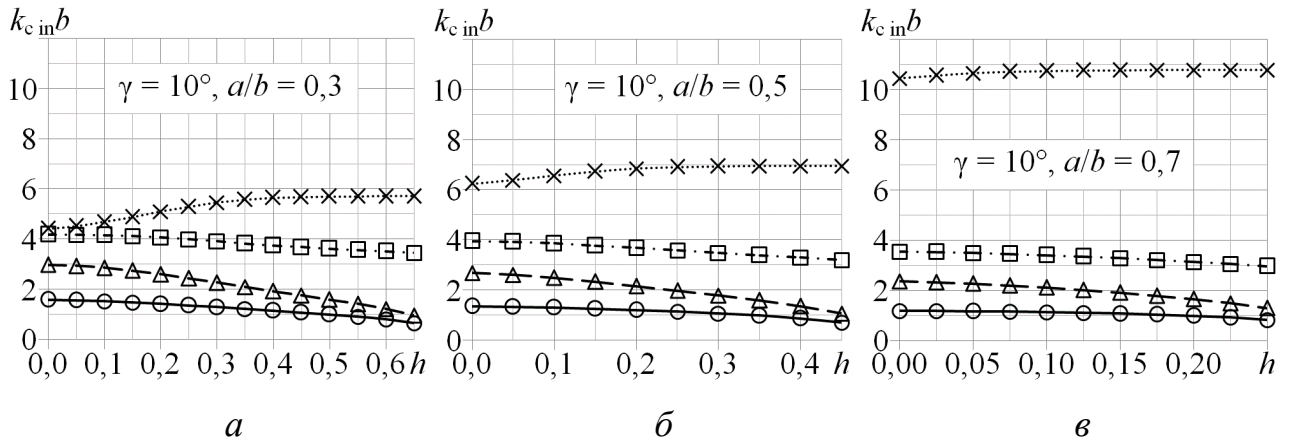


Рис. 3.21. Критичні хвильові числа ($k_{c_{in}} b$) КЧРХ з ребрами на внутр. циліндрі

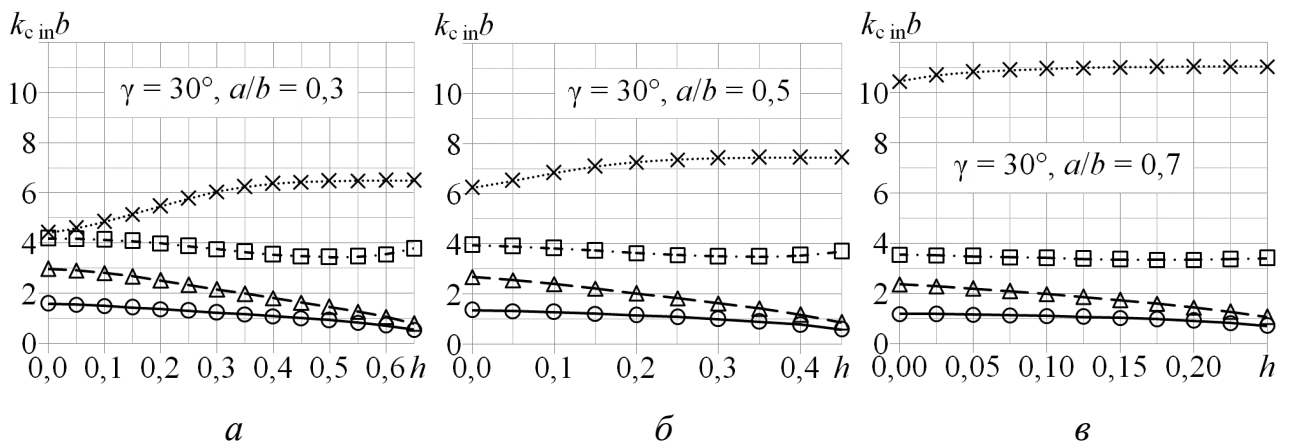


Рис. 3.22. Критичні хвильові числа ($k_{c_{in}} b$) КЧРХ з ребрами на внутр. циліндрі

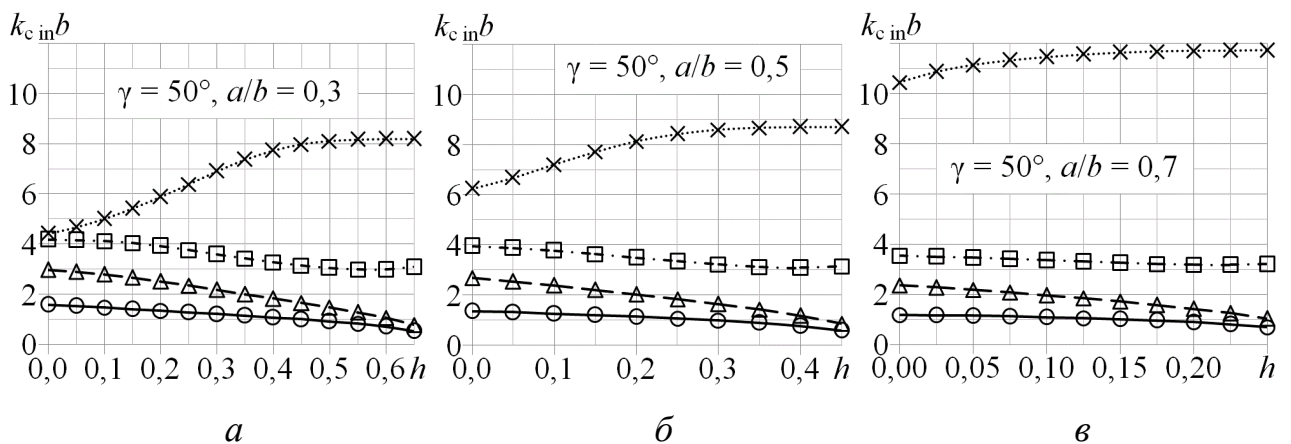
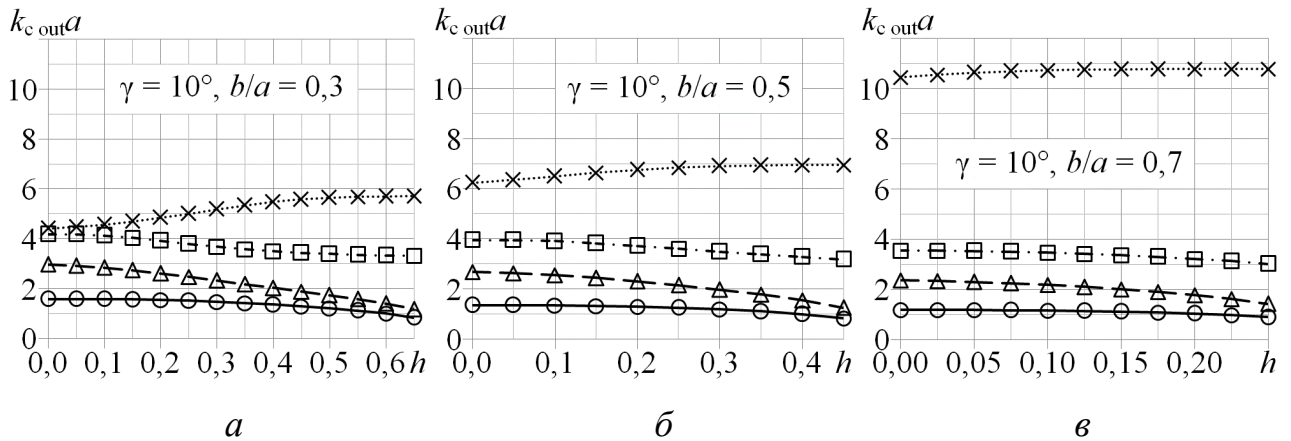
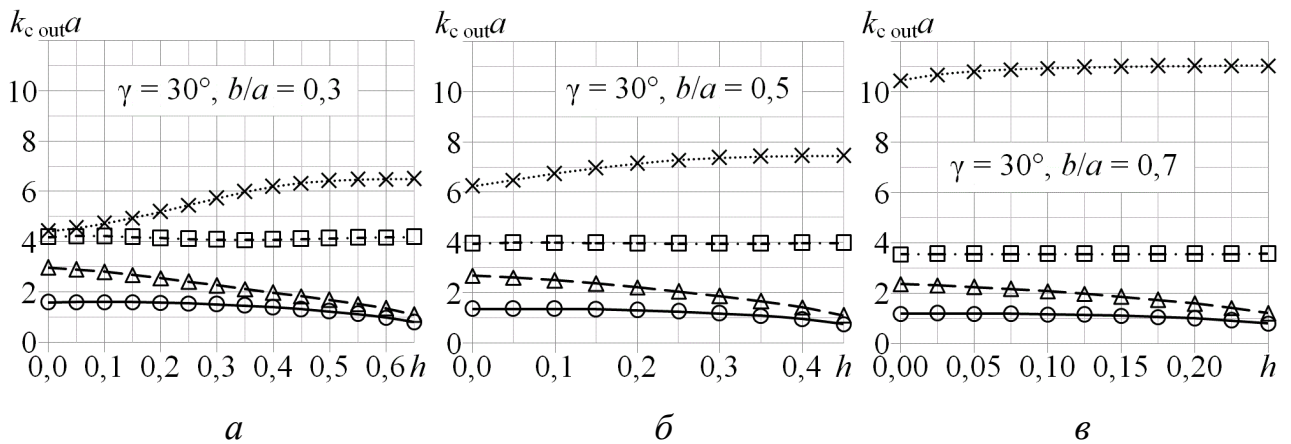
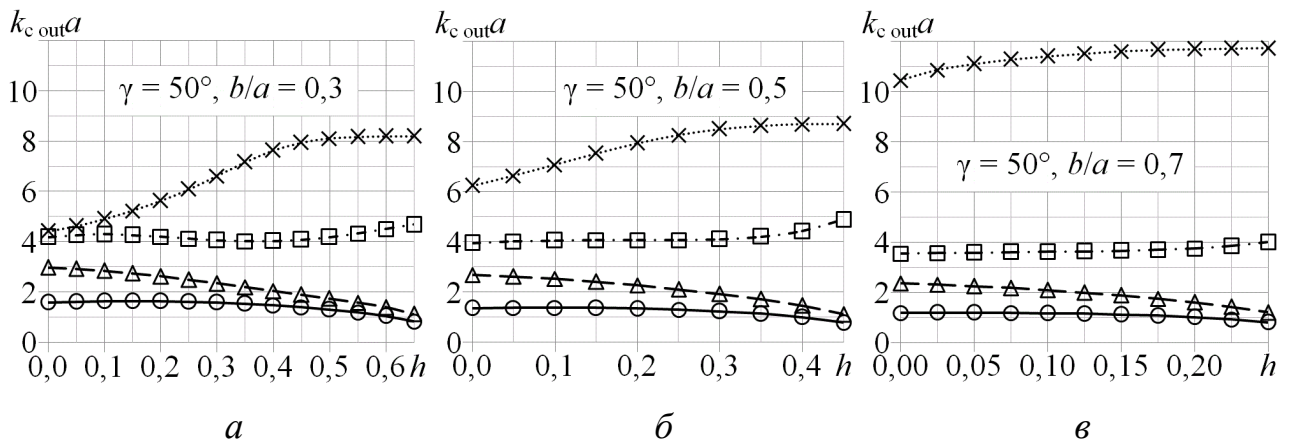


Рис. 3.23. Критичні хвильові числа ($k_{c_{in}} b$) КЧРХ з ребрами на внутр. циліндрі

На рис. 3.21–3.26 видно, що для всіх розглянутих геометричних конфігурацій КЧРХ перші три вищі власні хвилі є типу ТЕ. Основною власною хвилею КЧРХ є ТЕМ-хвиля (для неї $k_c \equiv 0$). Проте вона поширюється в КЧРХ тільки при синфазному збудженні, так як друга ТЕ-хвиля і перша ТМ-хвиля. Для цих хвиль розподіл електричного поля є симетричними відносно площини $\varphi = \pi/2$, яка в цьому випадку є магнітною стінкою.

Рис. 3.24. Критичні хвильові числа ($k_{c\ out} a$) КЧРХ з ребрами на зовн. циліндріРис. 3.25. Критичні хвильові числа ($k_{c\ out} a$) КЧРХ з ребрами на зовн. циліндріРис. 3.26. Критичні хвильові числа ($k_{c\ out} a$) КЧРХ з ребрами на зовн. циліндрі

Перша і третя ТЕ-хвилі поширюються в КЧРХ при протифазному збудженні. Для цих хвиль розподіли електричного поля є антисиметричними відносно площини $\varphi = \pi/2$, яка в цьому випадку є електричною стінкою. Коаксіальні ОМП працюють на першій ТЕ-хвилі, яка збуджується від коаксіальної рупорної антени. При цьому збудження є протифазним і наступною збуджується третя ТЕ-хвиля. Отже, коефіцієнт перекриття за

частотою при одномодовому режимі роботи ОМП на основі КЧРХ визначається відношенням критичних частот (чи критичних хвильових чисел) третьої і першої ТЕ-хвиль.

3.4.2. Розподіли компонент електричного поля

На рис. 3.27–3.29 показано графіки розподілів компонент електричного поля ТЕМ-хвилі, нормованого до максимального значення, на рис. 3.30–3.38 — для трьох перших ТЕ-хвиль, на рис. 3.39–3.41 — для першої ТМ-хвилі. Розподіли компонент електричного поля для КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі показано на рис. 3.27а–3.41а, а для КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі — на рис. 3.27б–3.41б. На рис. 3.27, 3.30, 3.33, 3.36, 3.39 показано радіальну компоненту електричного поля E_r , а на рис. 3.28, 3.31, 3.34, 3.37, 3.40 — азимутальну E_ϕ . На рис. 3.27, 3.28, 3.30, 3.31, 3.33, 3.34, 3.36, 3.37, 3.39, 3.40 розподіли на циліндричній поверхні з радіусом $(a+b)/2$, що відповідає середині міжреберних областей КЧРХ, показано штриховою лінією, на поверхні з радіусом d , що відповідає граничній поверхні між областями I, II і III, — суцільною лінією, а на поверхні з радіусом $(b+d)/2$, що відповідає середині зазорів між ребрами і провідним циліндром — пунктирною лінією.

Порівнюючи рис. 3.27а–3.41а з рис. 3.27б–3.41б, бачимо, що розподіли компонент електричного поля практично однакові (з точністю до знаку) у відповідних областях поперечного перерізу КЧРХ для обох конфігурацій.

На рис. 3.27–3.29 видно, що електричне поле ТЕМ-хвилі КЧРХ зосереджено в зазорах між ребрами і циліндром, а також біля країв ребер. Радіальна компонента електричного поля ТЕМ-хвилі на краях ребер синфазна з полем у зазорах між ребрами і циліндром. На рис. 3.27, 3.28 видно, що максимальні значення радіальної і азимутальної компонент електричного поля ТЕМ-хвилі досягаються біля країв ребер. При віддаленні від ребер у будь-якому напрямі азимутальна компонента електричного поля швидко зменшується і практично є присутньою лише в околах ребер.

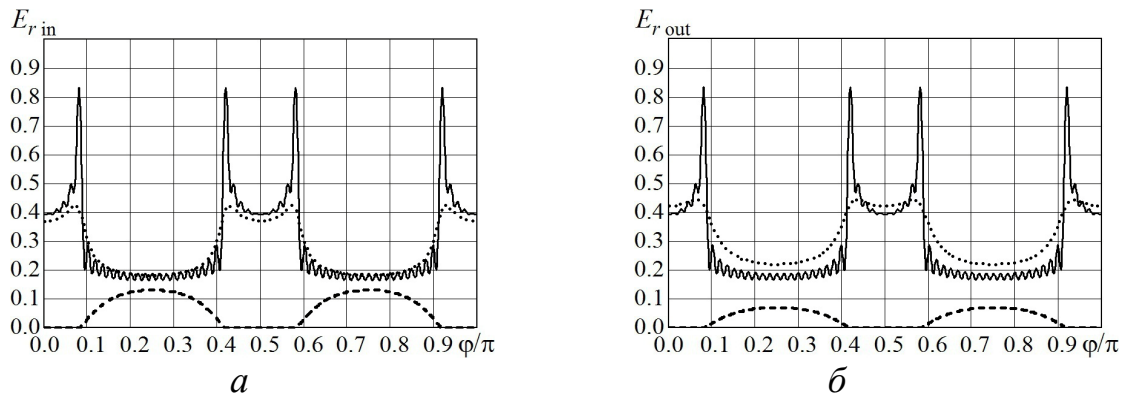


Рис. 3.27. Розподіли радіальної компоненти електричного поля ТЕМ-хвилі

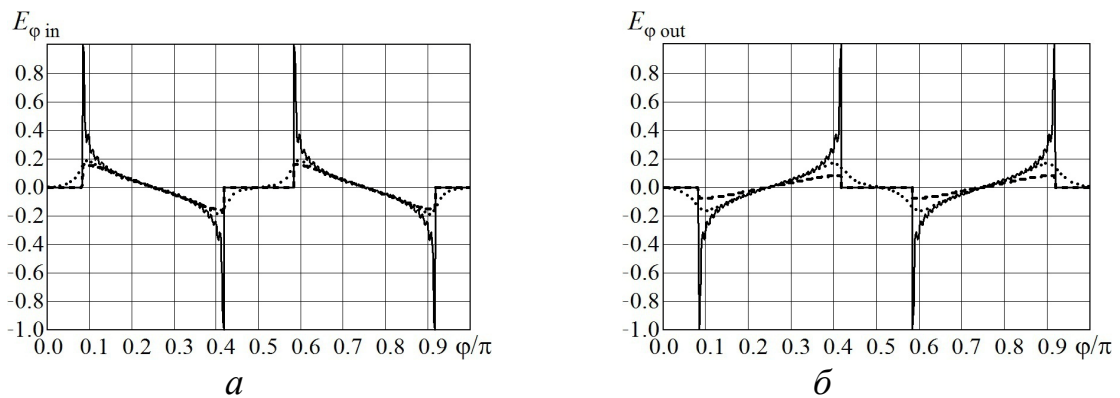


Рис. 3.28. Розподіли азимутальної компоненти електричного поля ТЕМ-хвилі

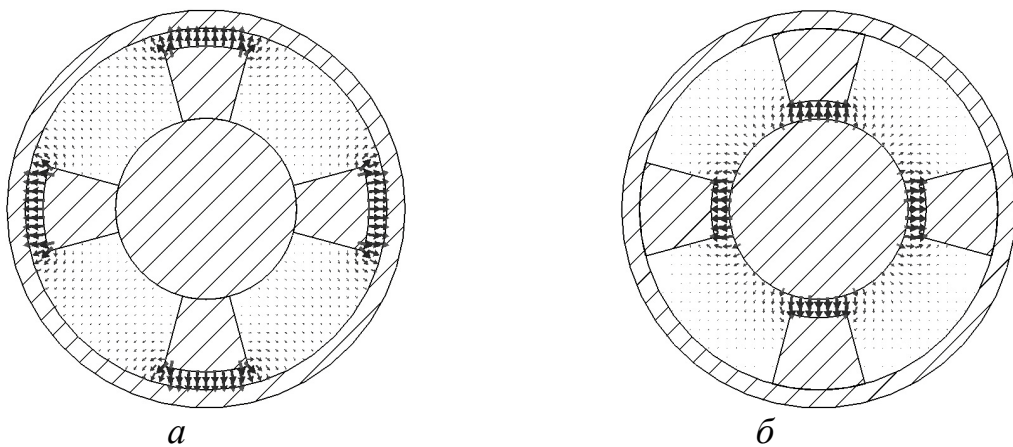


Рис. 3.29. Векторні розподіли електричного поля ТЕМ-хвилі

Порівнюючи між собою рис. 3.21–3.23 і рис. 3.24–3.26, бачимо, що критичні хвильові числа перших ТЕ- і ТМ-хвиль практично однаково залежать від відносних висот ребер для обох конфігурацій КЧРХ, зображених на рис. 3.1. Критичні хвильові числа, а, отже, і критичні частоти перших двох ТЕ-хвиль КЧРХ монотонно зменшуються при збільшенні висот ребер. При цьому електричне і магнітне поля першої ТЕ-хвилі зосереджуються біля країв двох протилежних ребер і в зазорах між цими ребрами і циліндром (рис. 3.30–3.32).

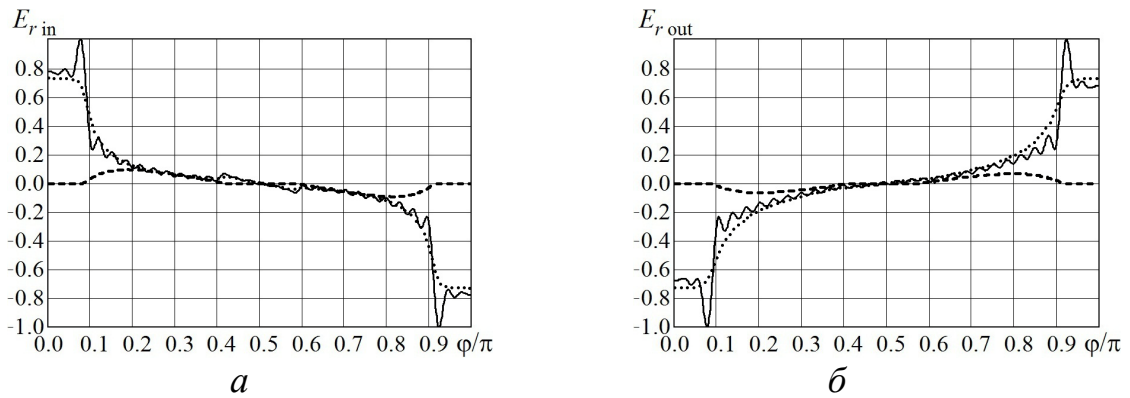


Рис. 3.30. Розподіли радіальної компоненти електричного поля першої ТЕ-хвилі

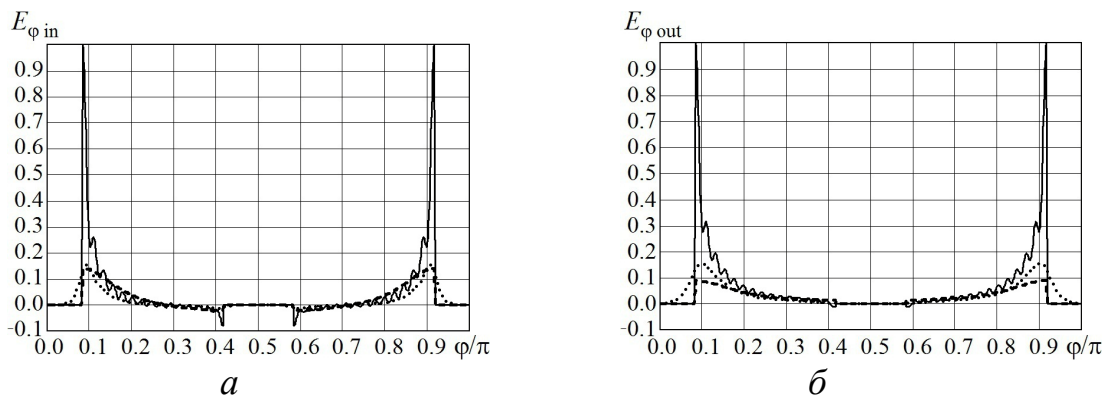


Рис. 3.31. Розподіли азимутальної компоненти електричного поля першої ТЕ-хвилі

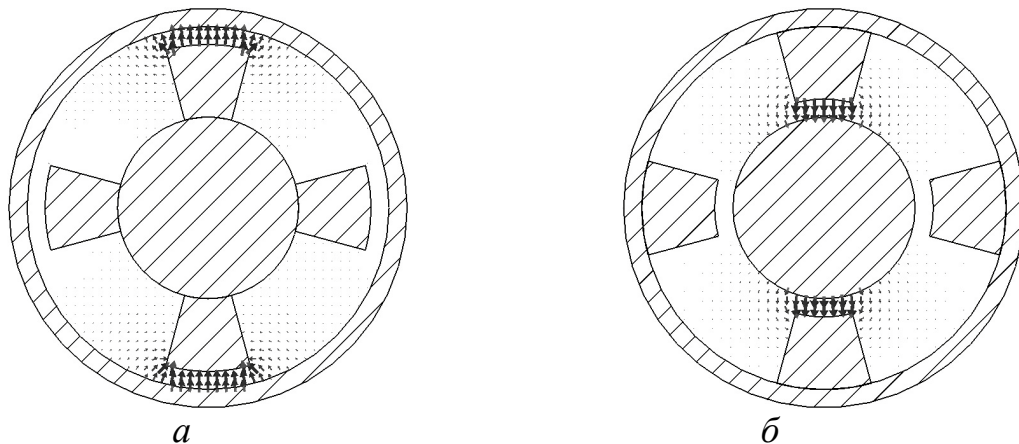


Рис. 3.32. Векторні розподіли електричного поля першої ТЕ-хвилі

На рис. 3.30 видно, що радіальна компонента електричного поля має протилежну фазу біля двох протилежних ребер, де вона зосереджена. Поведінка азимутальної компоненти електричного поля на краях цих протилежних ребер для першої ТЕ-хвилі така ж, як у азимутальної компоненти електричного поля ТЕМ-хвилі на краях усіх 4 ребер. Радіальна компонента електричного поля першої ТЕ-хвилі на краях ребер синфазна з полем в зазорах між ребрами і провідним циліндром.

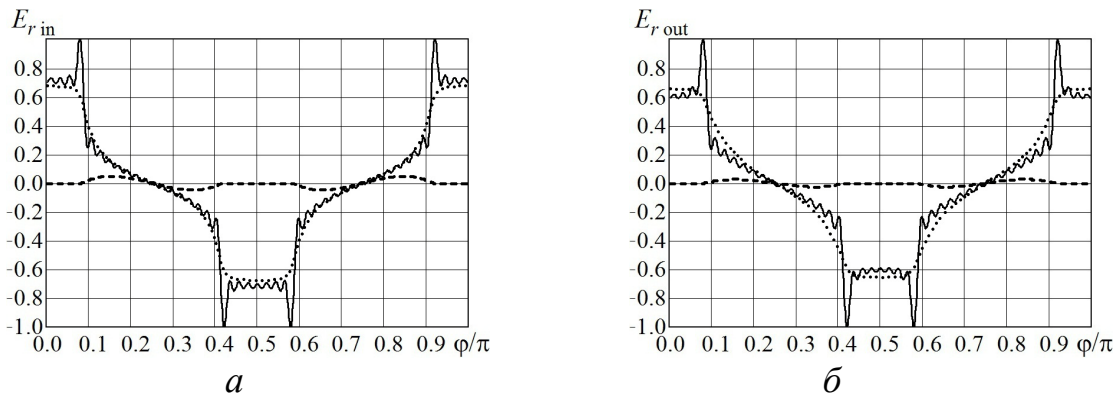


Рис. 3.33. Розподіли радіальної складової електричного поля другої ТЕ-хвилі

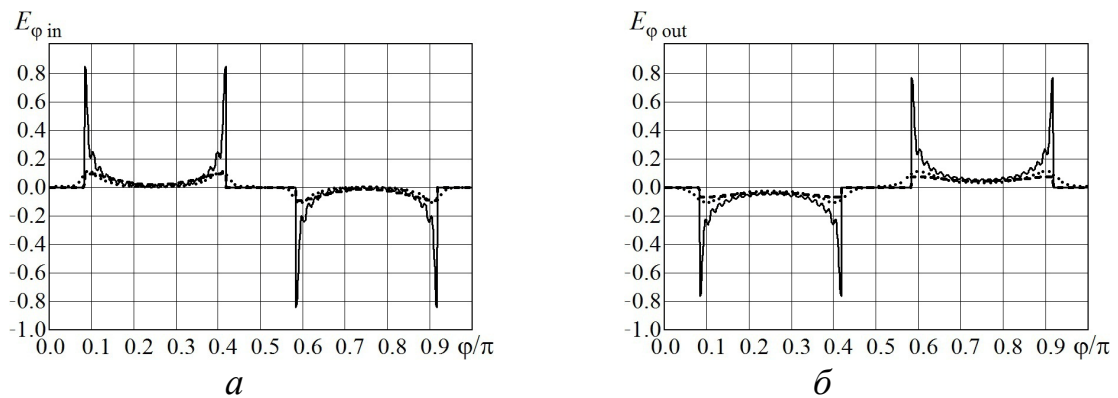


Рис. 3.34. Розподіли азимутальної складової електричного поля другої ТЕ-хвилі

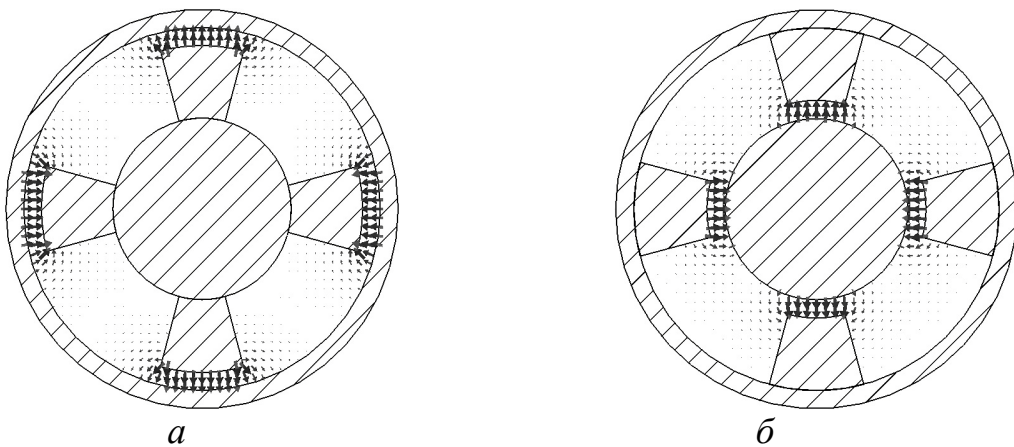


Рис. 3.35. Векторні розподіли електричного поля другої ТЕ-хвилі

На рис. 3.33–3.35 видно, що розподіл електричного поля другої ТЕ-хвилі КЧРХ подібний до того, який має ТЕМ-хвиля. Відмінність полягає в тому, що компоненти електричного поля другої ТЕ-хвилі синфазні з компонентами ТЕМ-хвилі для однієї пари протилежних ребер (у даному випадку — для ребер, що перетинаються магнітною стінкою $\varphi = 0$) і протифазні з ними для іншої пари протилежних ребер (для тих, які перетинаються площиною $\varphi = \pi/2$, яка в даному випадку також є магнітною стінкою). Електричне поле другої ТЕ-хвилі КЧРХ зосереджене в зазорах між ребрами і циліндром, а також біля країв ребер.

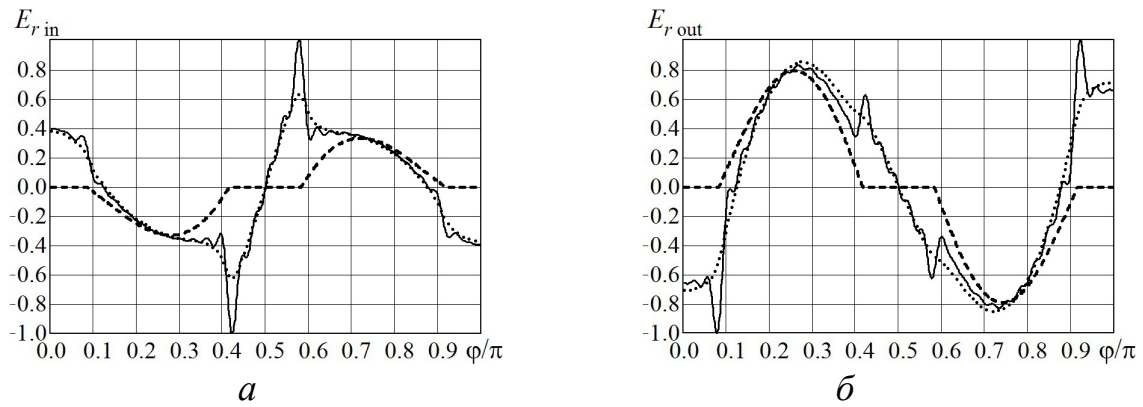


Рис. 3.36. Розподіли радіальної компоненти електричного поля третьої ТЕ-хвилі

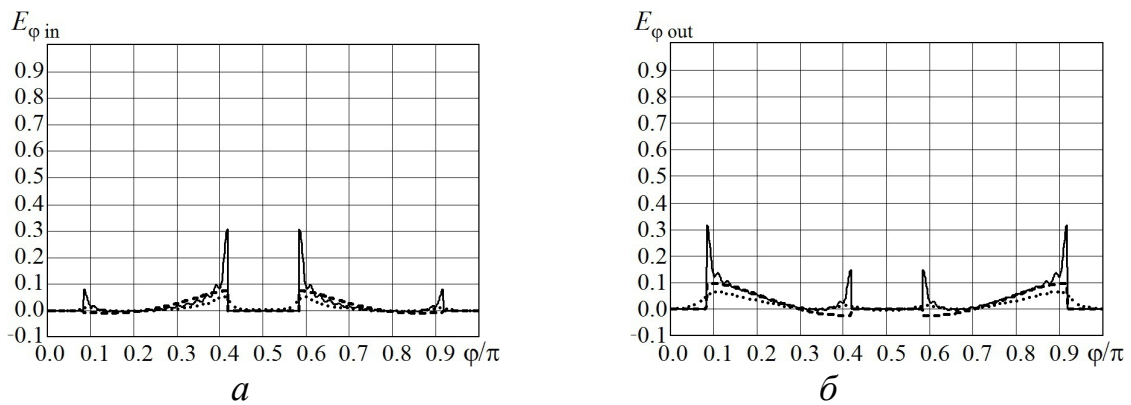


Рис. 3.37. Розподіли азимутальної компоненти електричного поля третьої ТЕ-хвилі

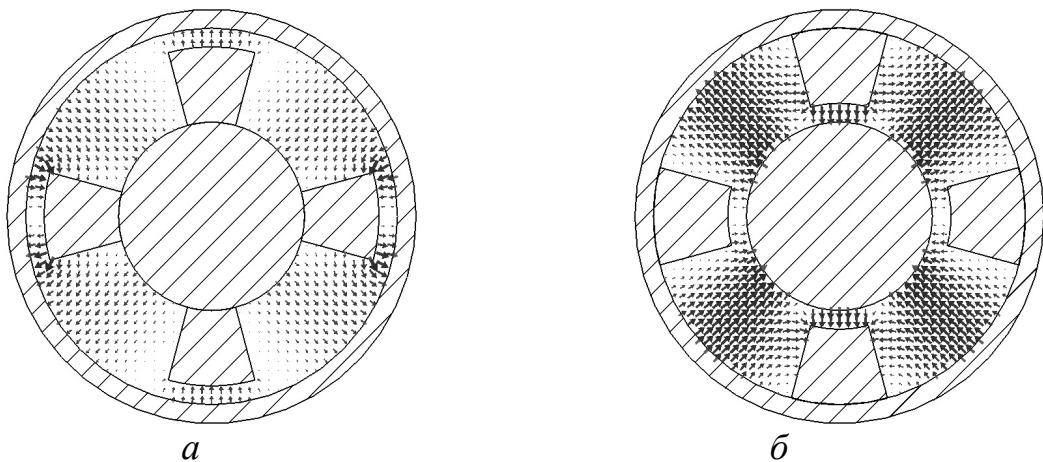


Рис. 3.38. Векторні розподіли електричного поля третьої ТЕ-хвилі

На відміну від попередніх розглянутих власних хвиль КЧРХ електричне поле третьої ТЕ-хвилі (рис. 3.36–3.38) розподіляється по всьому поперечному перерізу і має значну інтенсивність у міжреберних областях КЧРХ. При цьому, як видно на рис. 3.36, 3.37, максимальне значення радіальної складової електричного поля цієї власної хвилі більш, ніж у 3 рази, перевищує максимальне значення азимутальної складової.

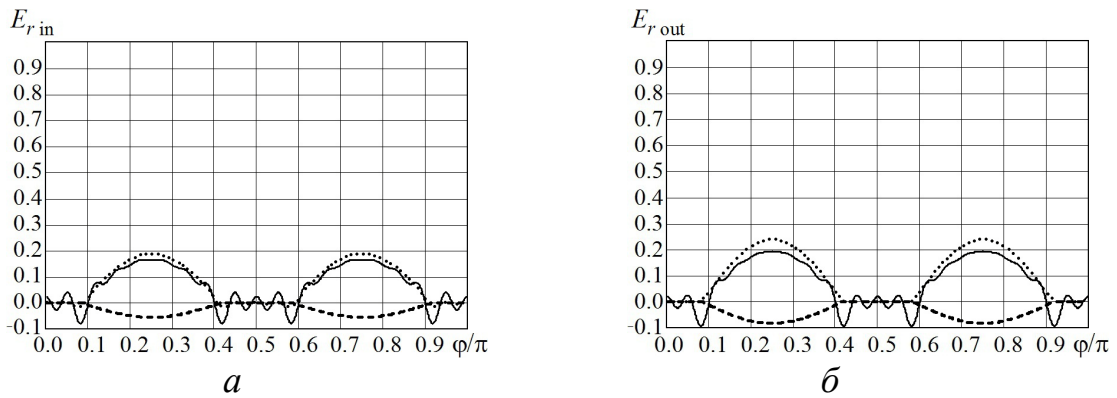


Рис. 3.39. Розподіли радіальної складової електричного поля першої ТМ-хвилі

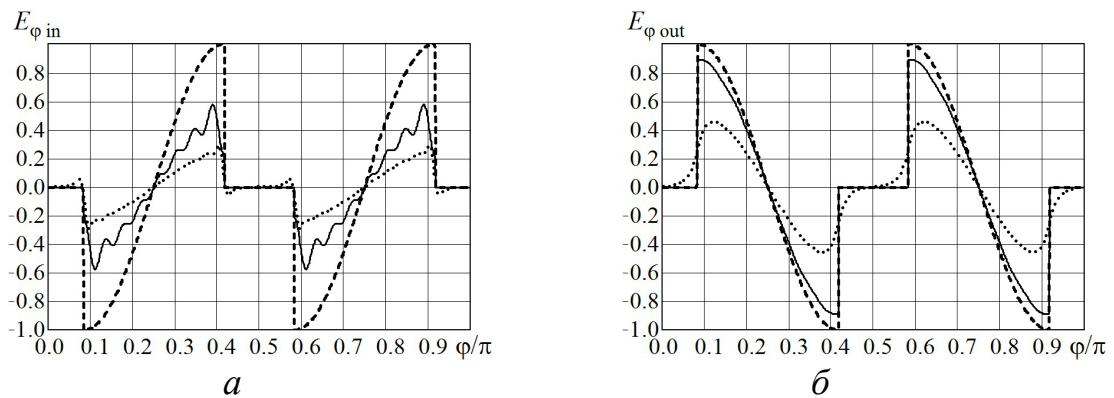


Рис. 3.40. Розподіли азимутальної складової електричного поля першої ТМ-хвилі

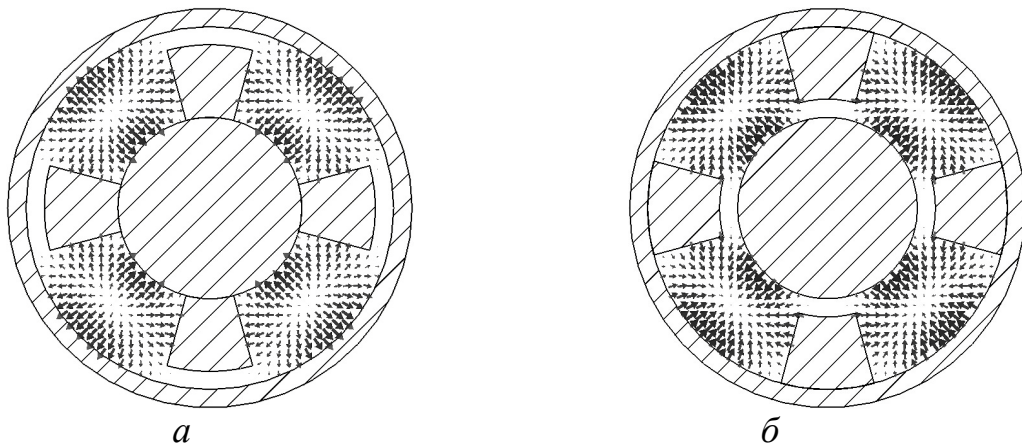


Рис. 3.41. Векторні розподіли електричного поля першої ТМ-хвилі

На рис. 3.21–3.26 видно, що при збільшенні висот ребер критичне хвильове число першої ТМ-хвилі КЧРХ спочатку зростає, а потім практично не змінюється, оскільки при високих ребрах електричне і магнітне поля першої ТМ-хвилі зосереджуються у міжреберних областях КЧРХ і висота ребер мало впливає на розподіл поля (рис. 3.41) і на критичне хвильове число. Аналіз розподілів полів показує, що при відносно високих ребрах КЧРХ поля перших ТМ-хвиль практично відсутні в зазорах між ребрами і циліндром. Для перших ТМ-хвиль поля зосереджуються у міжреберних областях КЧРХ. Це викликано

тим, що поздовжня компонента електричного поля є тангенціальною для провідних поверхонь ребер і циліндра. При вузьких зазорах ця компонента витісняється з них. Поперечні компоненти електричного і магнітного полів ТМ-хвиль визначаються через поздовжню компоненту електричного поля. Тому електричне і магнітне поля перших ТМ-хвиль КЧРХ практично відсутні у малих зазорах між ребрами і провідним циліндром.

3.4.3. Максимізація смуги частот одномодового режиму роботи

Використовуючи розроблену (в розділі 3.3) математичну модель і створене на її основі програмне забезпечення, ми виконали числове дослідження і оптимізацію КЧРХ для забезпечення максимальної смуги частот одномодового режиму роботи при протифазному збудженні. У цьому випадку основною є перша ТЕ-хвиля КЧРХ, а першою вищою — третя ТЕ-хвиля КЧРХ. Тому при моделюванні досліджувалися саме ці власні хвилі для обох варіантів конфігурацій КЧРХ (рис. 3.1).

При числовому моделюванні було зафіксовано відносну величину зазору між ребрами і циліндром та відношення радіусів циліндрів: $(b-d)/b=0,1$; $a/b=0,5$ (для КЧРХ, показаного на рис. 3.1а) або $(d-b)/a=0,1$; $b/a=0,5$ (для КЧРХ, показаного на рис. 3.1б). Чим меншими є ці величини, тим ширшу смугу частот одномодового режиму роботи може забезпечити КЧРХ. Для контролю точності та підтвердження достовірності отриманих результатів було проведено розрахунок критичних хвильових чисел для першої і третьої ТЕ-хвиль КЧРХ методом FDTD, реалізованим у програмному пакеті CST Microwave Studio, при розмірі сітки $\lambda/100$, де λ — довжина хвилі в робочому діапазоні частот КЧРХ.

Відношення розрахованих критичних частот третьої і першої ТЕ-хвиль для КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі показано на рис. 3.42а, для КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі — на рис. 3.42б. На рис. 3.42 результати, отримані методом інтегральних рівнянь, показані суцільною лінією, а результати, отримані методом FDTD у програмному пакеті CST Microwave Studio — кільцями.

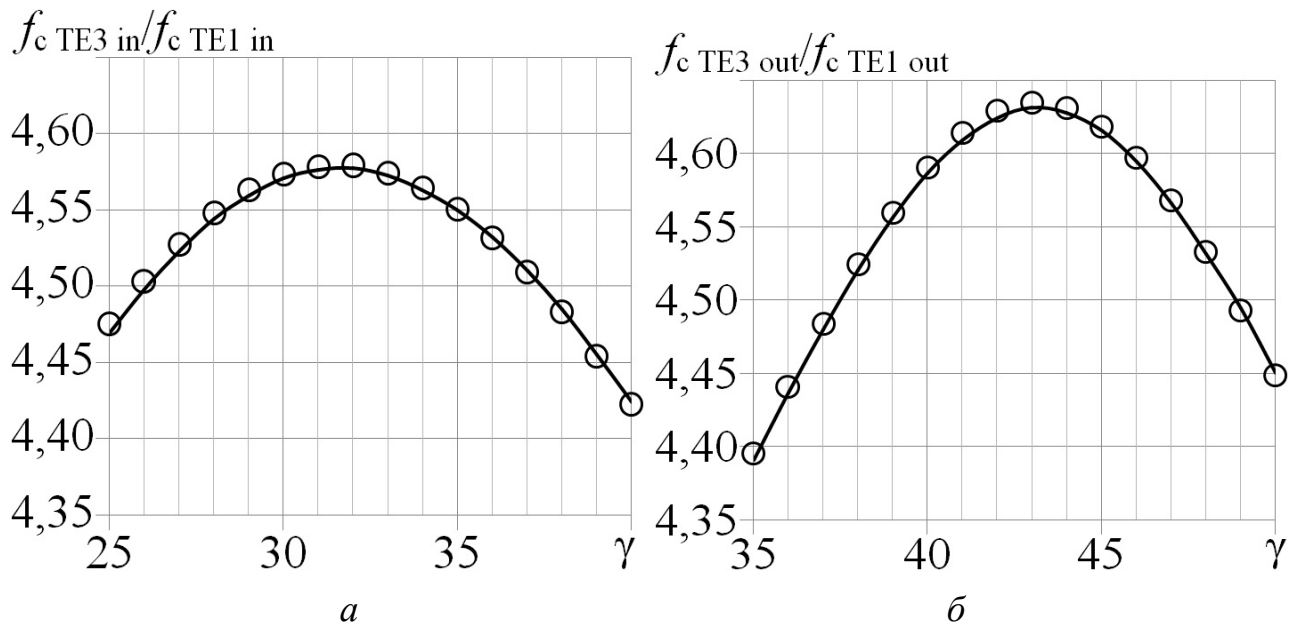


Рис. 3.42. Відношення критичних частот третьої та першої ТЕ-хвиль КЧРХ

На рис. 3.42 звертає на себе увагу, перш за все, екстремальний характер залежності відношення критичних частот третьої та першої ТЕ-хвиль від значення кутової ширини ребер γ . Видно, що максимальна смуга частот одномодового режиму роботи при протифазному збудженні для КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі досягається при куті ребер $\gamma = 32^\circ$, а для КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі — при куті $\gamma = 43^\circ$. Максимум коефіцієнта перекриття за частотою (відношення критичних частот третьої і першої ТЕ-хвиль) дорівнює 4,58 для КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі і 4,63 для КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі. Це означає, що при однакових відповідних розмірах КЧРХ двох конфігурацій їх коефіцієнти перекриття за частотою рівні з точністю 1,1%. У точці максимуму $k_{c\ TE1\ in} b = 0,77$, а $k_{c\ TE1\ out} a = 0,97$. Звідси випливає, що для забезпечення однакового коефіцієнта перекриття при однаковій нижній частоті робочої смуги поперечні розміри КЧРХ з ребрами на зовнішньому циліндрі мають бути більше поперечних розмірів КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі на 26%. Отже, менші поперечні розміри при фіксованій робочій смугі частот має КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі (рис. 3.1а).

Висновки

Розв'язано крайову задачу електродинаміки для власних хвиль КЧРХ двома методами: методом часткових областей і методом інтегральних рівнянь із використанням системи ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на краях ребер. Отримані формули дозволяють розрахувати критичні хвильові числа ТЕ- і ТМ-хвиль і розподіли електричного і магнітного полів для ТЕМ-, ТЕ- і ТМ-хвиль у КЧРХ із ребрами на внутрішньому чи на зовнішньому провідному циліндрі.

Показано, що для розрахунку критичних хвильових чисел КЧРХ обох конфігурацій за допомогою МЧО із відносною похибкою, меншою за 0,1%, необхідно використовувати не менше 27 парціальних мод, а для правильного розрахунку розподілів полів власних хвиль — не менше 30 парціальних мод.

Для розрахунку критичних хвильових чисел КЧРХ обох конфігурацій за допомогою МІР із відносною похибкою, меншою за 0,1%, достатньо використовувати 7 ортогональних базисних функцій, які враховують сингулярність на ребрах, і 21 парціальну моду, а для правильного розрахунку розподілів полів власних хвиль КЧРХ — 10 таких базисних функцій і 30 парціальних мод.

Установлено, що МІР із використанням ортогональних базисних функцій, які правильно враховують особливість поля на ребрах, забезпечує значно точніший ніж МЧО розрахунок розподілів електричного поля власних хвиль у КЧРХ.

Показано, що електричне поле ТЕМ-хвилі КЧРХ зосереджено в зазорах між ребрами і провідним циліндром, а також біля країв ребер. Максимальні значення радіальної і азимутальної компонент електричного поля ТЕМ-хвилі досягаються біля кромки ребер. При віддаленні від них у будь-якому напрямі азимутальна компонента електричного поля дуже швидко зменшується і практично є присутньою лише в околах кромки ребер.

Розраховано критичні хвильові числа перших трьох ТЕ-хвиль і першої ТМ-хвилі та розподіли електричного поля для ТЕМ-хвилі, перших трьох ТЕ-хвиль і першої ТМ-хвилі для КЧРХ із ребром на внутрішньому чи зовнішньому циліндрі. Установлено, що розподіли компонент електричного поля практично однакові (з точністю до знаку) у відповідних областях поперечного перерізу КЧРХ для обох конфігурацій.

Критичне хвильове число і критична частота першої ТЕ-хвилі КЧРХ монотонно зменшуються при збільшенні висоти ребер. При цьому електричне і магнітне поля першої ТЕ-хвилі зосереджуються біля країв двох протилежних ребер і в зазорах між цими ребрами і провідним циліндром. Показано, що радіальна компонента електричного поля має протилежну фазу біля двох протилежних ребер, де вона зосереджена. Поведінка азимутальної компоненти електричного поля на краях цих протилежних ребер для першої ТЕ-хвилі така ж, як у азимутальної компоненти електричного поля ТЕМ-хвилі на краях усіх чотирьох ребер.

Розподіл електричного поля другої ТЕ-хвилі КЧРХ подібний до того, який має ТЕМ-хвиля. Відмінність полягає в тому, що компоненти електричного поля другої ТЕ-хвилі синфазні з компонентами ТЕМ-хвилі для однієї пари протилежних ребер і протифазні з ними для іншої пари протилежних ребер. Електричне поле другої ТЕ-хвилі КЧРХ зосереджене в зазорах між ребрами і циліндром, а також біля країв ребер.

Електричне поле третьої ТЕ-хвилі розподіляється по всьому поперечному перерізу і має значну інтенсивність у міжреберних областях КЧРХ. Показано, що максимальне значення радіальної компоненти електричного поля цієї власної хвилі більш, ніж у 3 рази, перевищує максимальне значення азимутальної компоненти.

Виявлено, що при збільшенні висоти ребер КЧРХ критичне хвильове число першої ТМ-хвилі спочатку збільшується, а потім практично не змінюється. Причиною цього явища є те, що при високих ребрах електричне і магнітне поля цієї власної хвилі зосереджуються у міжреберних областях КЧРХ

і висота ребер мало впливає на розподіл поля і на критичне хвильове число. При відносно високих ребрах КЧРХ електричне і магнітне поля перших ТМ-хвиль практично відсутні у малих зазорах між ребрами і провідним циліндром.

Установлено, що коефіцієнт перекриття за частотою при одномодовому режимі роботи ОМП на основі КЧРХ визначається відношенням критичних частот (чи критичних хвильових чисел) третьої і першої ТЕ-хвиль. У результаті оптимізації геометрії КЧРХ з метою забезпечення максимальної смуги частот одномодового режиму роботи на першій ТЕ-хвилі при протифазному збудженні виявлено екстремальний характер залежності смуги частот одномодового режиму від значення кутової ширини ребер. Отримано дві оптимальні конфігурації хвилеводів, які забезпечують коефіцієнт перекриття за частотою 4,6:1 для одномодового режиму роботи на першій ТЕ-хвилі. Установлено, що менші поперечні розміри при фіксованій робочій смузі частот має КЧРХ з ребрами на внутрішньому циліндрі.

РОЗДІЛ 4

РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРОБКИ ТА ОПТИМІЗАЦІЇ ХАРАКТЕРИСТИК ШИРОКОСМУГОВИХ КОГЕРЕНТНИХ ОРТОМОДОВИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ НА ОСНОВІ КОАКСІАЛЬНИХ РЕБРИСТИХ СТРУКТУР

4.1. Конструкція та оптимізація характеристик когерентного ортомодового перетворювача на основі коаксіального турнікетного з'єднання і чотириреберної узгоджувальної структури

Когерентний дводіпазонний ОМП на основі коаксіального турнікетного з'єднання розроблено для С/Ки-діапазонів частот приймальних земних станцій супутникових інформаційних систем. У С-діапазоні частот (3,4–4,2 ГГц) ОМП збуджується коаксіальною чотириреберною структурою. У Ки-діапазоні частот (10,7–12,8 ГГц) ОМП збуджується круглим хвилеводом, навантаженим узгоджувальним коаксіальним ступінчастим металевим циліндром.

У межах широких робочих діапазонів частот когерентність двох сигналів ортогональних поляризацій може бути забезпечена лише в тому випадку, коли довжини хвилевідних каналів у ОМП для цих сигналів є рівними, а канали складаються із однакових елементів. При цьому допускається різний порядок розміщення складових елементів структури ОМП. Отже, когерентний ОМП доцільно розробляти на основі уніфікованих елементів, а довжини каналів поширення сигналів ортогональних поляризацій повинні бути рівними.

З метою отримання мінімального відбиття ЕМХ у межах робочих діапазонів частот кожен елемент конструкції кожного ОМП розробимо і оптимізуємо окремо. Конструкції та характеристики всіх розроблених хвилевідних елементів кожного ОМП подано нижче.

Розділення сигналів ортогональних поляризацій та їх передачу до чотирьох хвилевідних каналів виконаємо за допомогою турнікетного з'єднання. Конструкцію розробленого турнікетного з'єднання для С-діапазону та його розміри показано на рис. 4.1. Воно складається із вхідного коаксіального

хвилеводу, чотириреберної узгоджувальної структури та чотирьох вихідних прямокутних хвилеводів. На рис. 4.2 показано розраховану частотну залежність коефіцієнта відбиття (у дБ) для оптимізованої геометрії турнікетного з'єднання, яка забезпечує мінімальне відбиття у робочому С-діапазоні частот. Як видно на цьому рисунку, рівень коефіцієнта відбиття турнікетного з'єднання не перевищує -46 дБ у всьому робочому діапазоні частот.

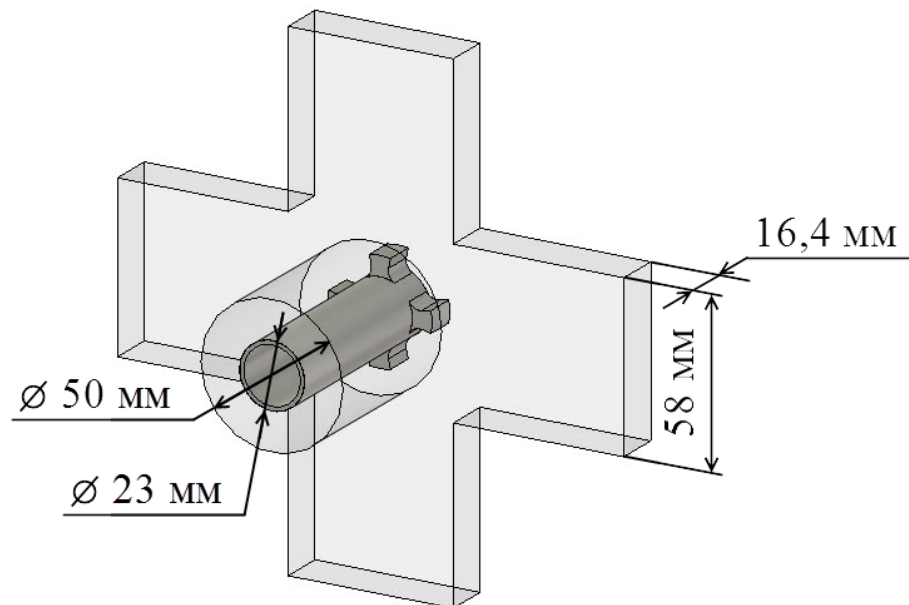


Рис. 4.1. Структура коаксiального турнікетного з'єднання для С-діапазону

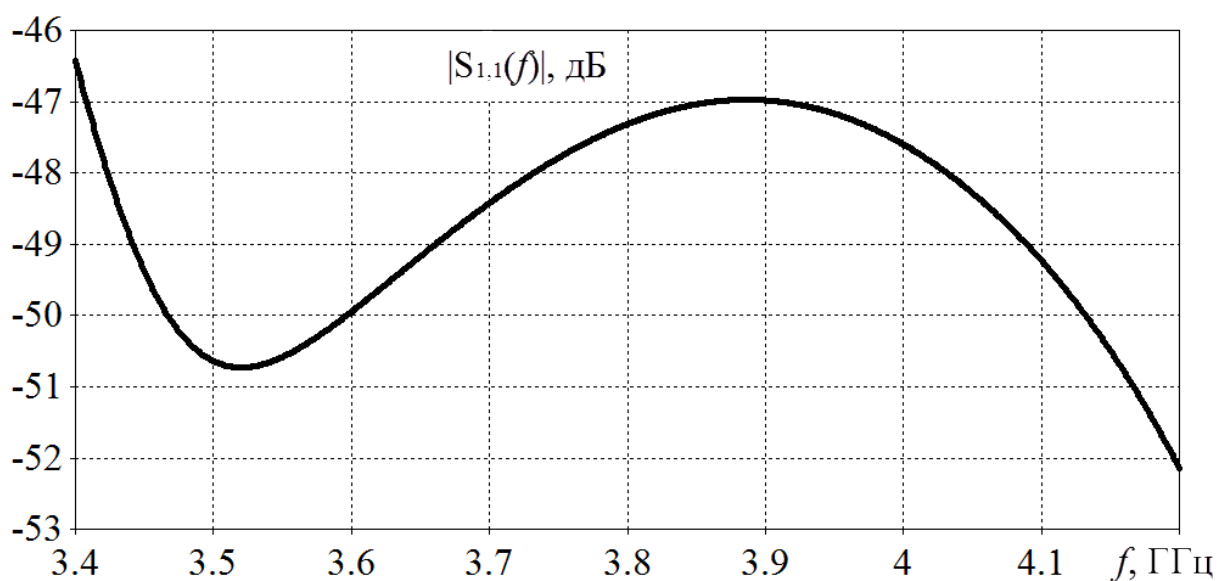


Рис. 4.2. Залежність коефіцієнта відбиття турнікетного з'єднання від частоти

Структуру і розміри розробленого хвильового турнікетного з'єднання для Ku-діапазону частот представлено на рис. 4.3. Воно складається із вхідного круглого хвильоводу (який є внутрішнім провідником коаксіального хвильоводу С-діапазону частот), секції круглого хвильоводу більшого діаметра, узгоджувального елемента у вигляді двох металевих циліндрів і чотирьох вихідних прямокутних хвильоводів. Відомо, що така ступінчаста циліндрична структура забезпечує краще узгодження, ніж інші геометричні тіла [44]. Було проведено оптимізацію структури турнікетного з'єднання для забезпечення мінімального відбиття в межах робочого діапазону частот 10,7–12,8 ГГц. Частотну залежність коефіцієнта відбиття (у дБ) для оптимізованої структури показано на рис. 4.4, де видно, що в межах Ku-діапазону частот рівень коефіцієнта відбиття не перевищує -36 дБ.

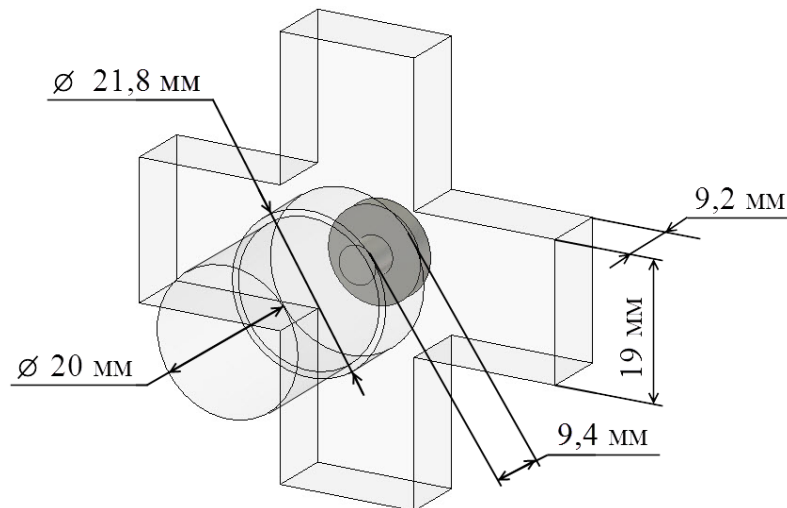


Рис. 4.3. Структура хвильового турнікетного з'єднання для Ku-діапазону

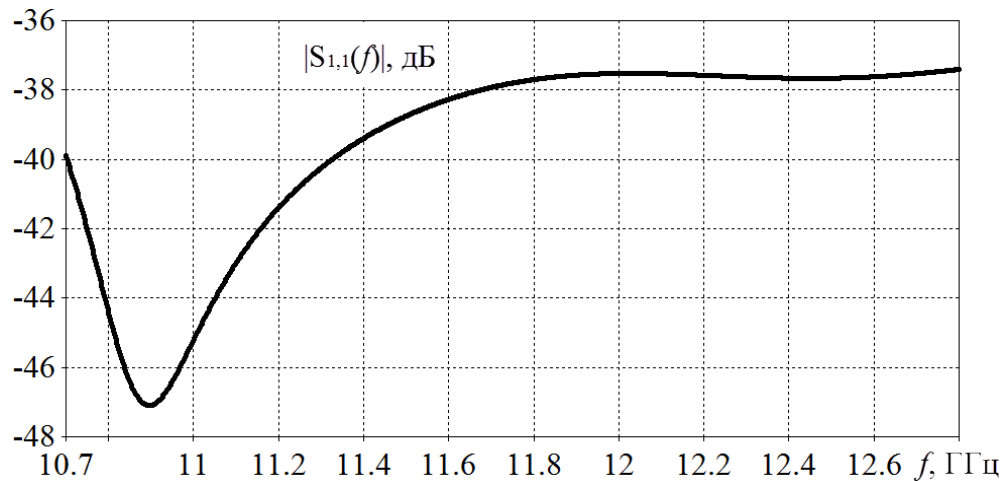


Рис. 4.4. Залежність коефіцієнта відбиття турнікетного з'єднання від частоти

Для зміни напрямку поширення хвиль типу H_{10} на 90° у структурі розроблюваних ОМП використаємо повороти в Н-площині. Геометричні конфігурації цих поворотів показано на рис. 4.5. Вони складаються з двох прямокутних хвилеводів та округленої секції, яка покращує узгодження структури. Поперечні розміри прямокутних хвилеводів було отримано в результаті оптимізації турнікетних з'єднань. Тому для покращення узгодження варіювали лише радіуси округлених секцій. Частотні залежності мінімізованих коефіцієнтів відбиття (у дБ) представлено на рис. 4.6, 4.7. На цих рисунках видно, що значення коефіцієнтів відбиття розроблених поворотів у Н-площині є меншими за -46 дБ як у С-, так і в Ku-діапазоні частот.

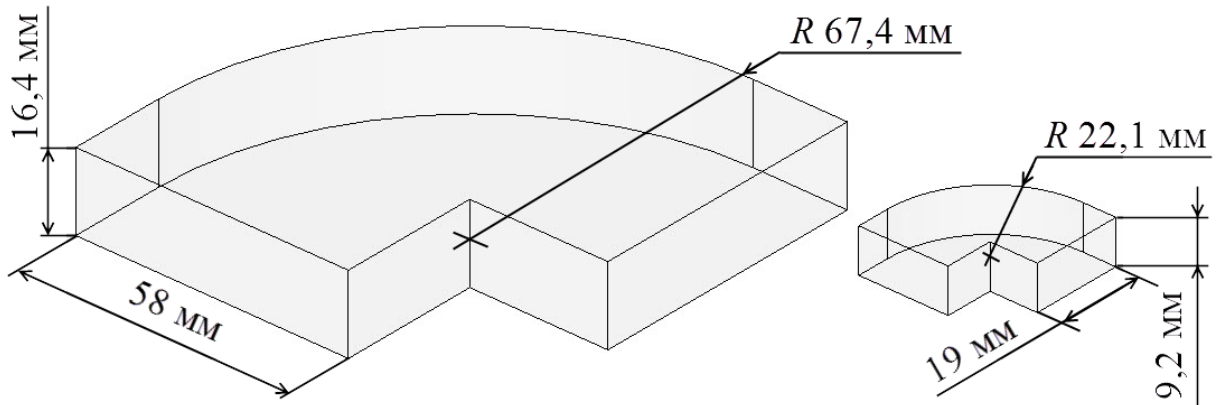


Рис. 4.5. Повороти в Н-площині для С- та Ku-діапазонів і їх розміри

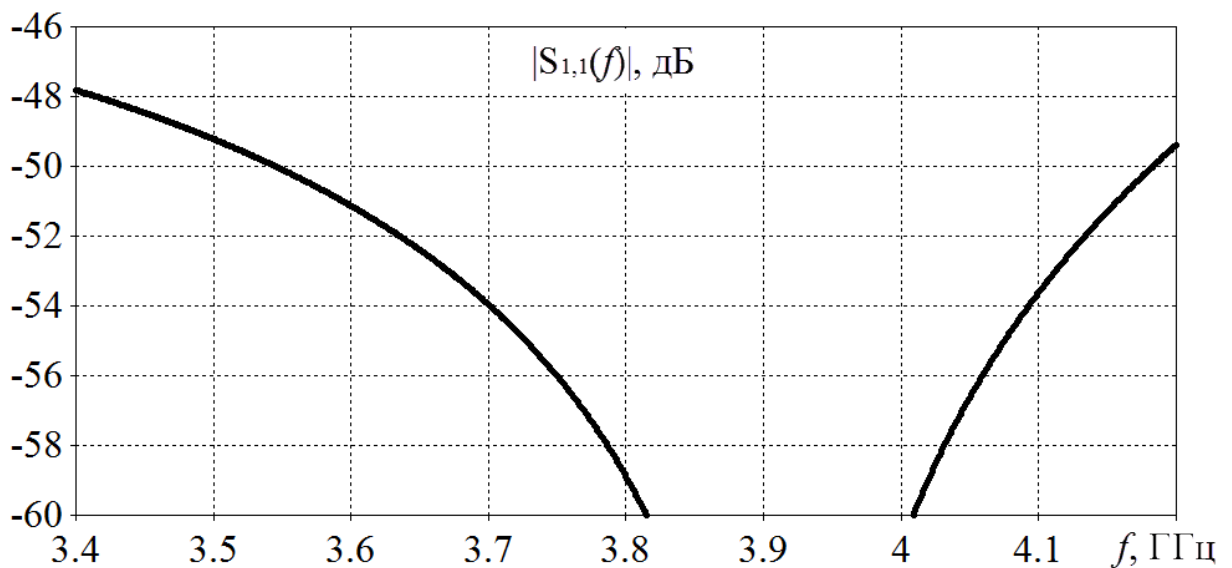


Рис. 4.6. Залежність коефіцієнта відбиття повороту в Н-площині в С-діапазоні

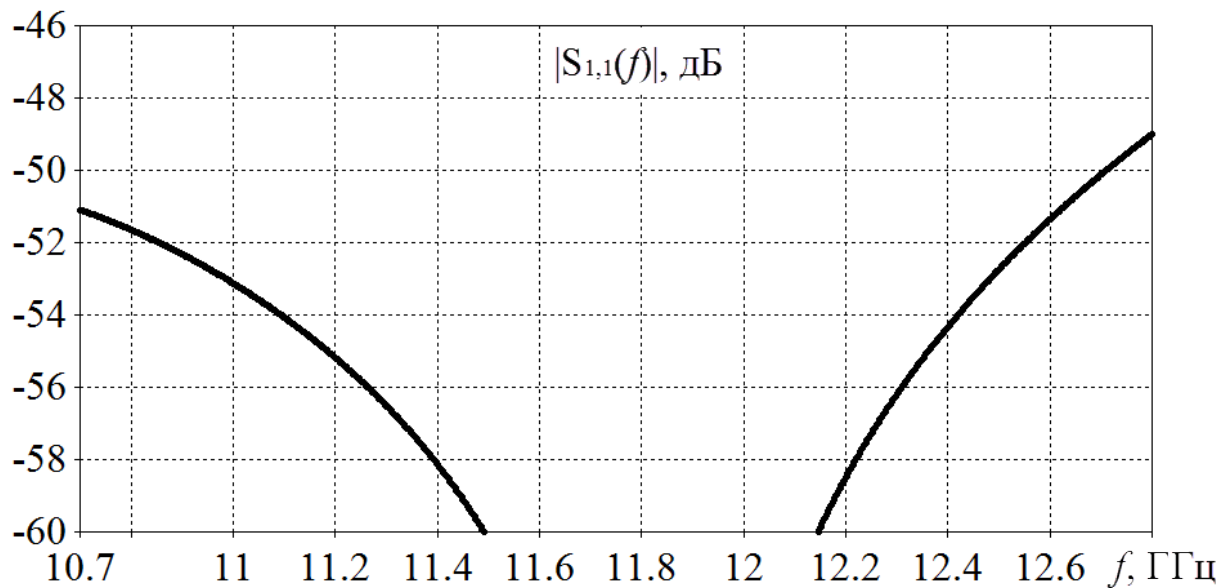


Рис. 4.7. Залежність коефіцієнта відбиття повороту в Н-площині в Ку-діапазоні

У розроблюваних ОМП зміщення хвилевідних каналів із однієї площини до паралельної їй виконаємо за допомогою подвійних поворотів у Е-площині. Структуру та розміри цих поворотів представлено на рис. 4.8. Видно, що вони складаються з двох ідентичних прямокутних хвилеводів, які розміщені в паралельних площинах, центральної хвилеводної секції з округленими ребрами та двох однакових металевих сходинок на кутах поворотів у Е-площині на 90° .

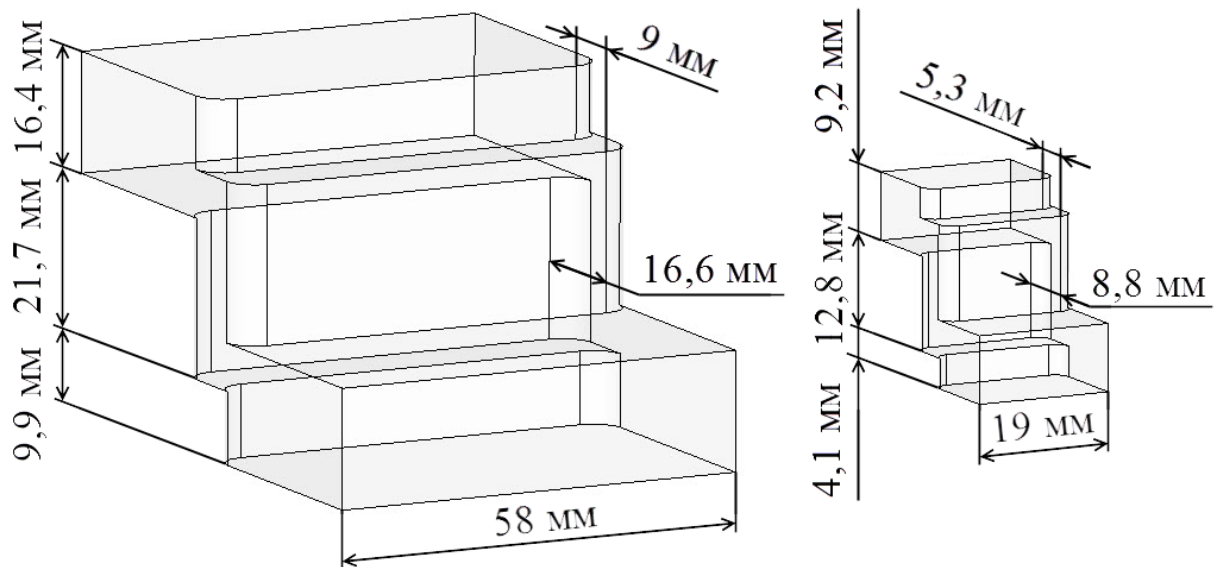


Рис. 4.8. Подвійні повороти в Е-площині для С- та Ку-діапазонів і їх розміри

Частотні залежності коефіцієнтів відбиття (у дБ) для оптимізованих конфігурацій подвійних поворотів у Е-площині у С- та Ku-діапазонах показано на рис. 4.9, 4.10, відповідно. Значення коефіцієнтів відбиття подвійних поворотів є меншими за -42 дБ в обох робочих діапазонах частот.

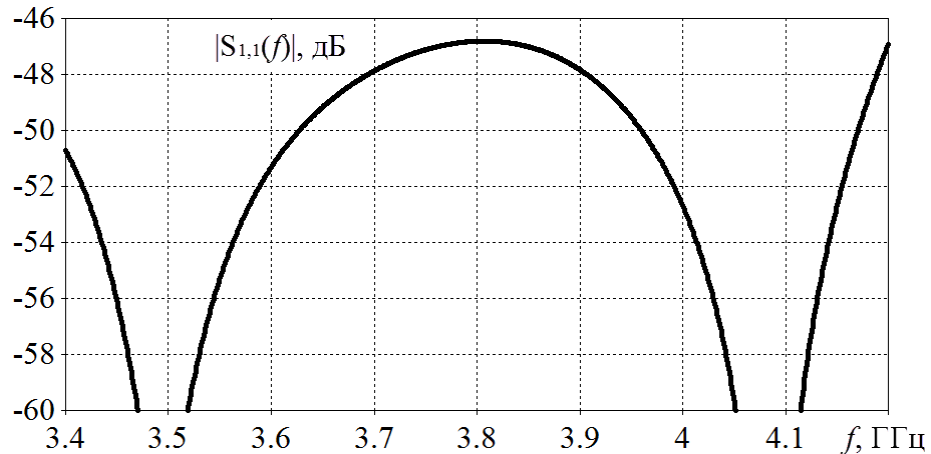


Рис. 4.9. Коефіцієнт відбиття подвійного повороту в Е-площині в С-діапазоні

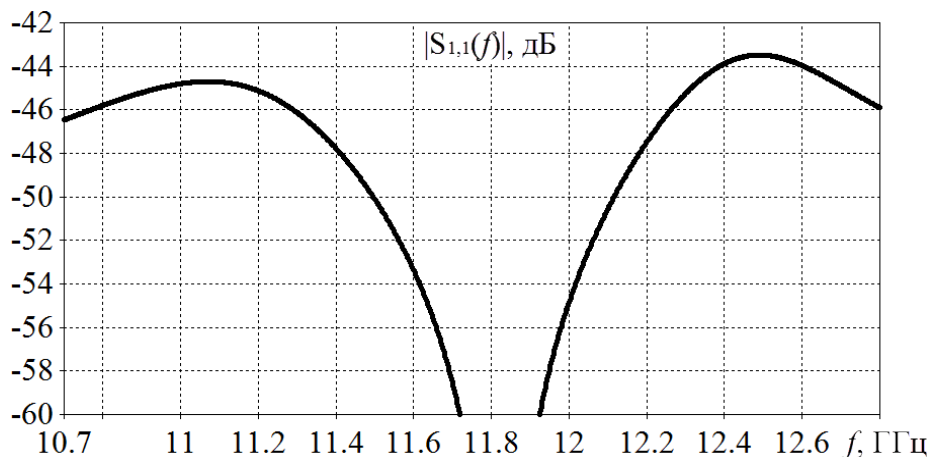


Рис. 4.10. Коефіцієнт відбиття подвійного повороту в Е-площині в Ku-діапазоні

Об'єднання протифазних сигналів від протилежних хвилевідних каналів турнікетного з'єднання виконаємо за допомогою Е-трійників. Їх геометричну конфігурацію показано на рис. 4.11. Розроблені Е-трійники складаються з двох вхідних прямокутних хвилеводів, металевої узгоджувальної призми та вихідного прямокутного хвилеводу з округленими ребрами. Залежності мінімізованих коефіцієнтів відбиття від частоти для оптимізованих Е-трійників С- та Ku-діапазонів частот представлено на рис. 4.12, 4.13, відповідно. Як видно на цих рисунках, значення коефіцієнтів відбиття Е-трійників не перевищують -36 дБ в обох робочих діапазонах частот.

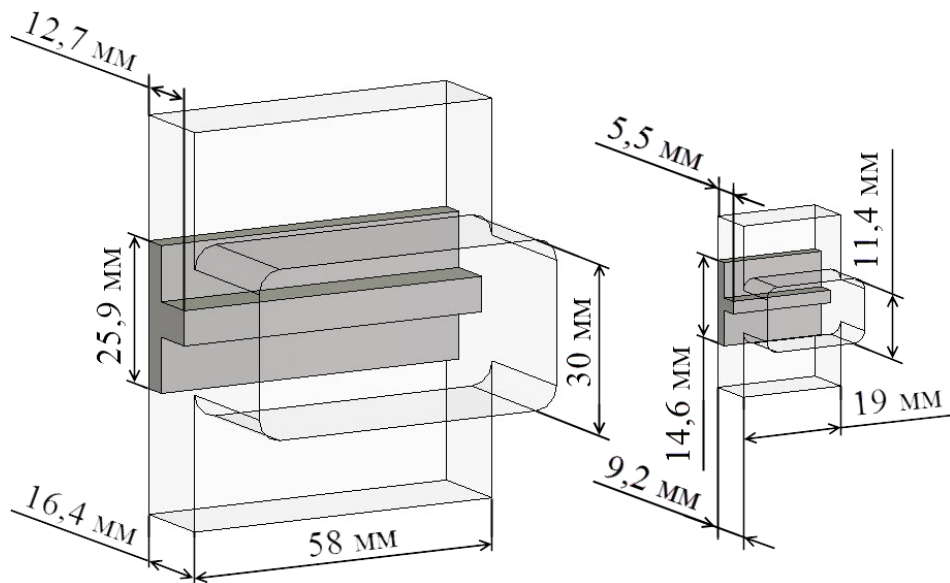


Рис. 4.11. Е-трійники для С- та Ku-діапазонів і їх розміри

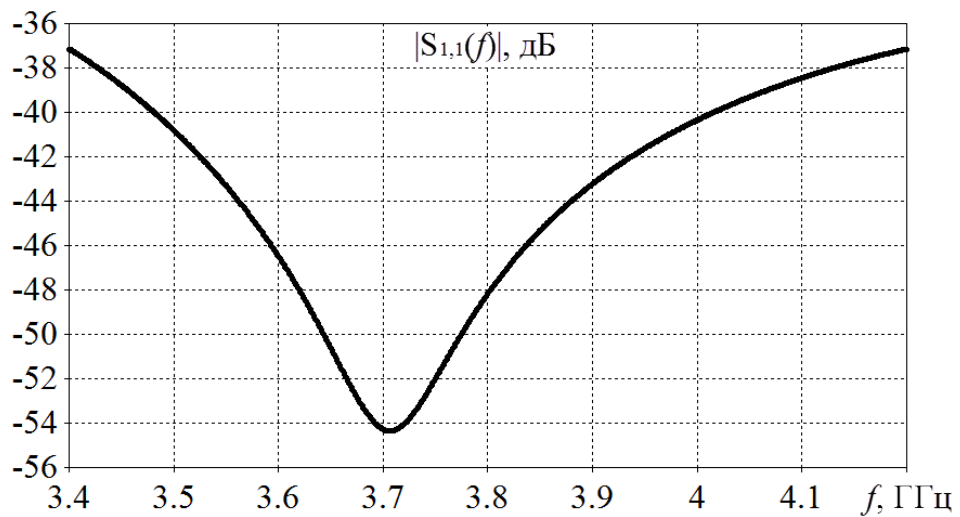


Рис. 4.12. Залежність коефіцієнта відбиття Е-трійника в С-діапазоні

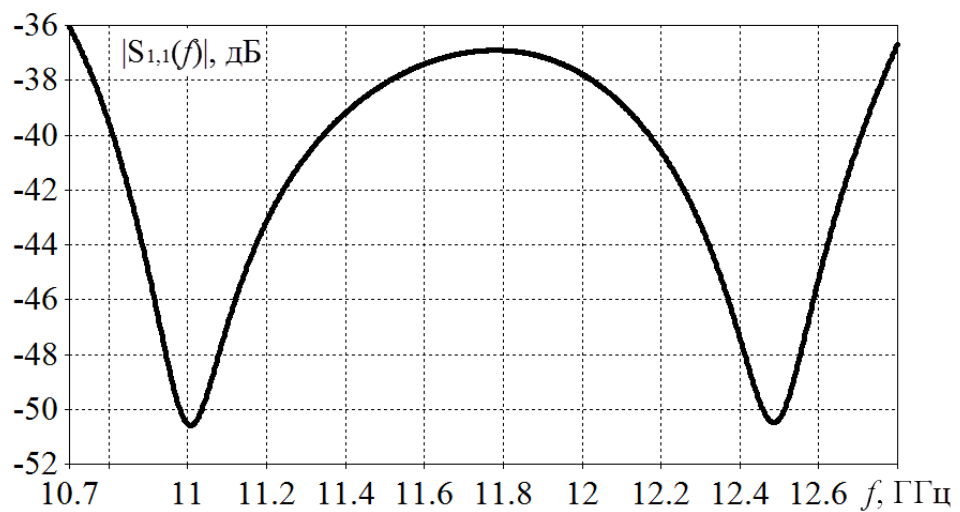


Рис. 4.13. Залежність коефіцієнта відбиття Е-трійника в Ku-діапазоні

4.2. Теоретичні характеристики оптимізованого когерентного ортомодового перетворювача на основі коаксіального турнікетного з'єднання і чотириреберної узгоджувальної структури

Після оптимізації кожного компоненту ОМП об'єднуємо їх у єдиний пристрій. Загальний вигляд розробленого когерентного дводіпазонного ОМП на основі коаксіального турнікетного з'єднання та чотириреберної узгоджувальної структури в С-діпазоні частот і ступінчастої циліндричної узгоджувальної структури в Ku-діпазоні частот показано на рис. 4.14.

Для обох лінійних поляризацій у С-діпазоні частот ЕМХ TE_{11} вхідного коаксіального хвилеводу надходить до турнікетного з'єднання, де вона розділяється і передається до двох протилежних хвилевідних каналів. Потім у кожному каналі хвиля TE_{10} прямокутного хвилеводу проходить через два повороти на 90° в Н-площині, один подвійний поворот у Е-площині та додаткові секції прямокутних хвилеводів, які дозволяють вирівняти довжини каналів ортогональних поляризацій. Після цього дві хвилі TE_{10} від протилежних прямокутних хвилеводів об'єднуються у Е-трийнику. Вихідні сигнали надходять до стандартних прямокутних хвилеводів WR229.

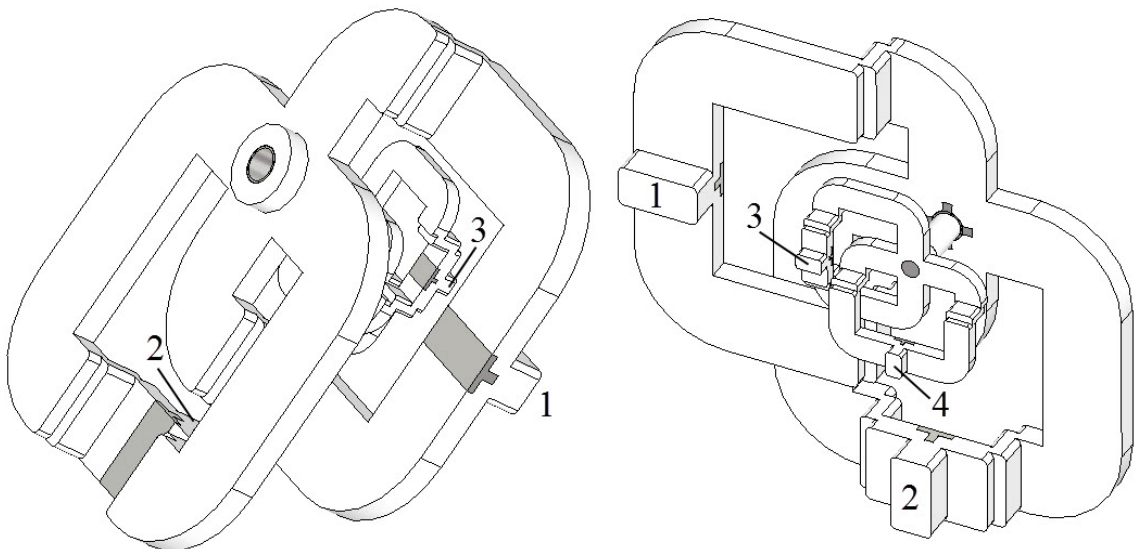


Рис. 4.14. Внутрішня структура розробленого когерентного дводіпазонного ОМП

- 1, 2 — вихідні порти С-діпазону, які приєднуються до хвилеводів WR229
- 3, 4 — вихідні порти Ku-діпазону, які приєднуються до хвилеводів WR75

У Ku-діапазоні частот вхідною є хвиля TE_{11} круглого хвилеводу, який водночас є внутрішнім провідником коаксіального хвилеводу розробленого ОМП. Процес поширення ЕМХ у цьому діапазоні частот аналогічний описаному вище для С-діапазону. Вихідні сигнали надходять до стандартних прямокутних хвилеводів WR75.

Нижче представлено розраховані частотні залежності модулів коефіцієнтів відбиття, кросполяризаційної розв'язки та диференційного фазового зсуву між вихідними сигналами ортогональних лінійних поляризацій у С- та Ku-діапазонах частот. На рис. 4.15 та 4.17 суцільна та штрихова криві відповідають сигналам, які передаються до портів 1 і 2 у С-діапазоні частот, відповідно. На рис. 4.16 та 4.18 суцільна та штрихова лінії відповідають сигналам, які передаються до портів 3 та 4 у Ku-діапазоні частот, відповідно.

Для обох ортогональних лінійних поляризацій частотні залежності коефіцієнта відбиття розробленого ОМП у С- та Ku-діапазонах частот показано на рис. 4.15 та 4.16, відповідно. Видно, що в С-діапазоні частот рівень коефіцієнта відбиття ОМП не перевищує -37 дБ. У Ku-діапазоні частот максимальне значення модуля коефіцієнта відбиття ОМП менше, ніж -31 дБ.

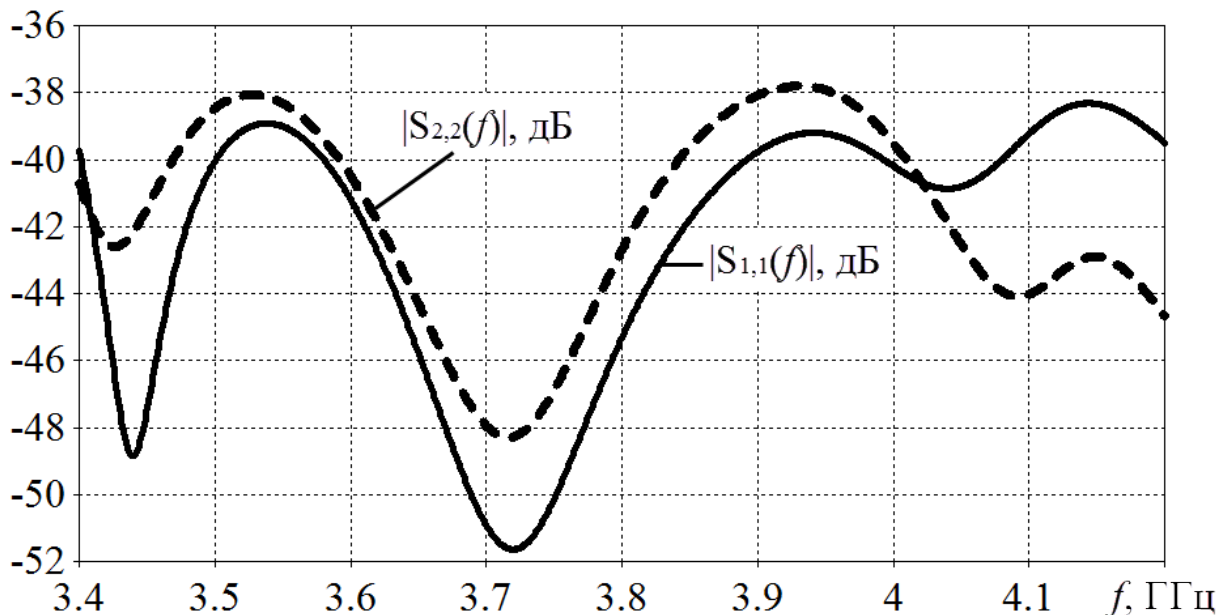


Рис. 4.15. Частотна залежність коефіцієнта відбиття розробленого когерентного дводіапазонного ОМП в С-діапазоні частот
 — відповідає порту 1, — — — відповідає порту 2.

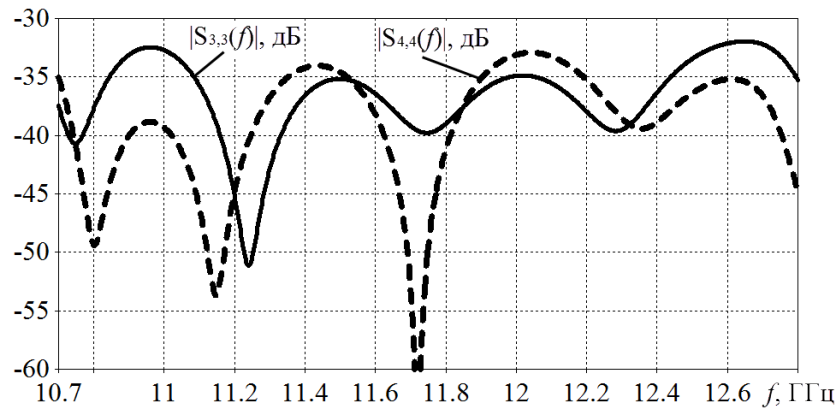


Рис. 4.16. Частотна залежність коефіцієнта відбиття розробленого когерентного дводіапазонного ОМП в Ku-діапазоні частот
 — відповідає порту 3, — — — відповідає порту 4.

Частотні залежності кросполяризаційної розв'язки (КПР) від частоти представлені на рис. 4.17, 4.18. Видно, що розраховані значення КПР перевищують 70 дБ у обох робочих діапазонах частот.

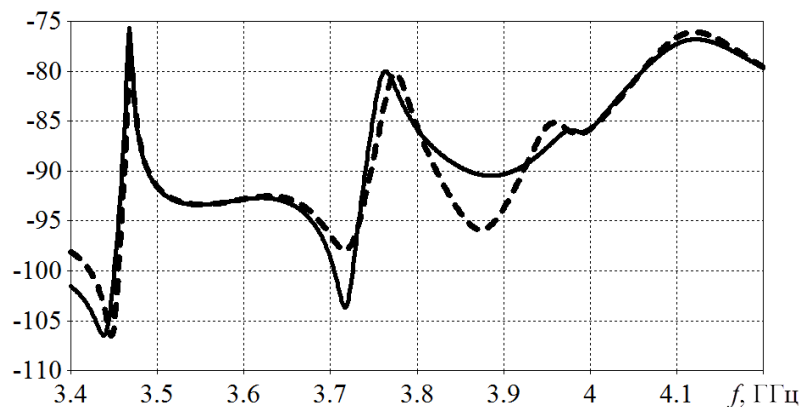


Рис. 4.17. Частотна залежність КПР розробленого когерентного дводіапазонного ОМП в С-діапазоні частот
 — відповідає порту 1, — — — відповідає порту 2.

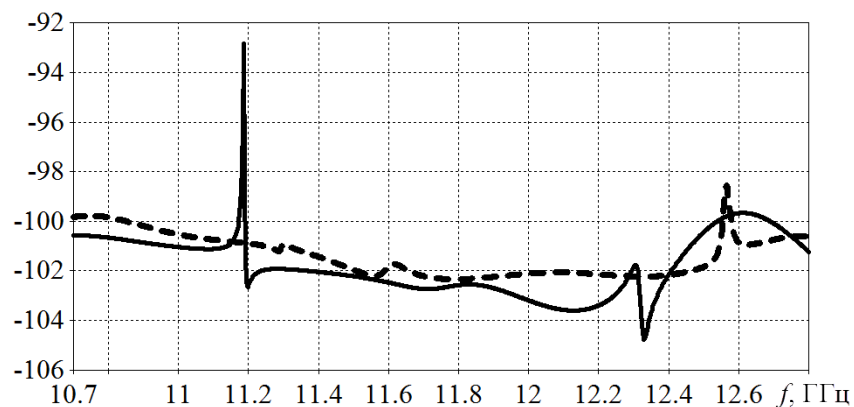


Рис. 4.18. Частотна залежність КПР розробленого когерентного дводіапазонного ОМП в Ku-діапазоні частот
 — відповідає порту 3, — — — відповідає порту 4.

Розраховані частотні залежності диференційного фазового зсуву між вихідними сигналами ортогональних лінійних поляризацій у С- та Ku-діапазонах частот представлено на рис. 4.19 і 4.20 відповідно. Графіки на цих рисунках демонструють високу когерентність розробленого дводіпазонного ОМП — між вихідними сигналами ортогональних лінійних поляризацій виникає диференційний фазовий зсув менший $0,2^\circ$ у С-діапазоні частот та менший $0,9^\circ$ у Ku-діапазоні частот.

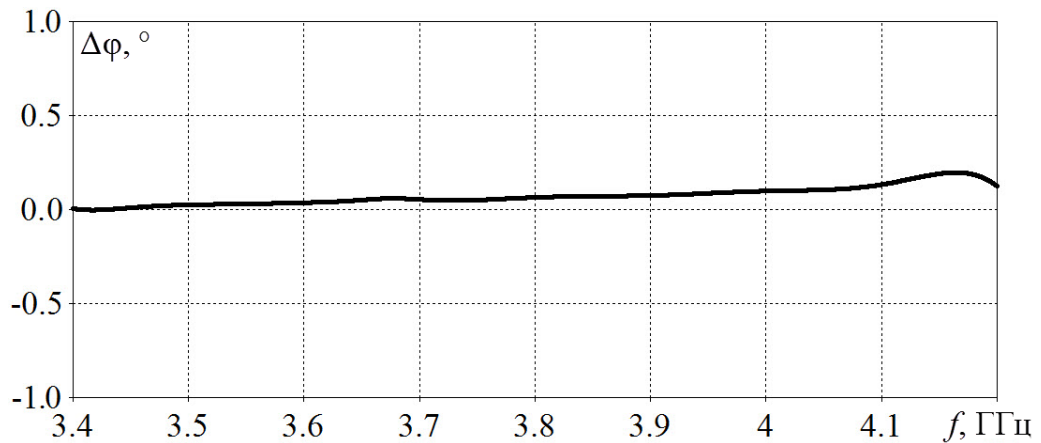


Рис. 4.19. Частотна залежність фазового зсуву ($^\circ$) між сигналами ортогональних лінійних поляризацій на виході розробленого когерентного дводіпазонного ОМП в С-діапазоні частот

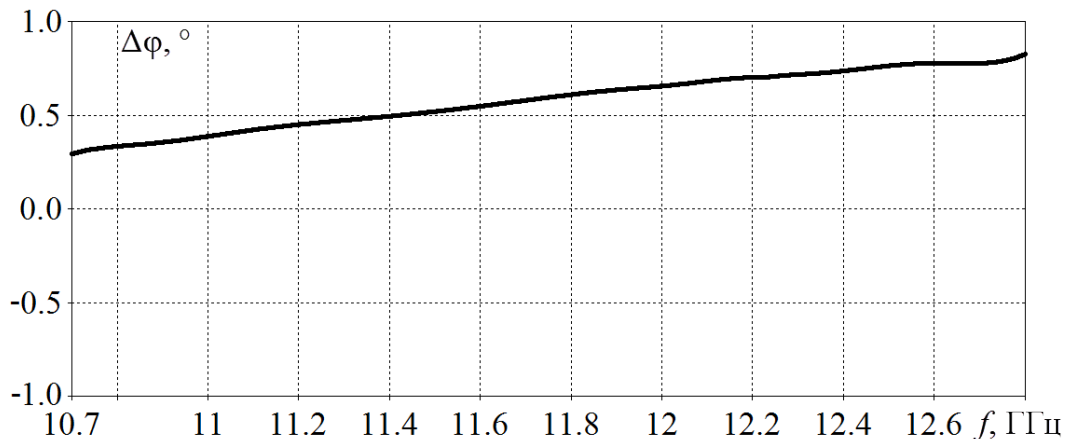


Рис. 4.20. Частотна залежність фазового зсуву ($^\circ$) між сигналами ортогональних лінійних поляризацій на виході розробленого когерентного дводіпазонного ОМП в Ku-діапазоні частот

Отже, автором розроблено новий когерентний дводіпазонний ОМП на основі коаксіального турнікетного з'єднання і чотириреберної (С-діапазон частот) та ступінчастої циліндричної (Ku-діапазон частот) узгоджувальних структур. Розроблений ОМП забезпечує відмінні характеристики у широких робочих діапазонах частот (3,4–4,2 ГГц і 10,7–12,8 ГГц), а саме: розрахункові значення модуля коефіцієнта відбиття менше -31 дБ ($K_{СХН} < 1,06$), кросполяризаційної розв'язки вище за 70 дБ та диференційного фазового зсуву між вихідними сигналами ортогональних лінійних поляризацій менше 1° .

4.3. Конструкція та оптимізація характеристик компактного широкосмугового когерентного ортомодового перетворювача на основі коаксіального чотириреберного хвилеводу та коаксіальних кабелів

Загальний вигляд запропонованої конструкції широкосмугового когерентного ОМП для розширеного С-діапазону частот (3,4–5,4 ГГц) на основі КЧРХ із коаксіальними кабелями показано на рис. 4.21, а його внутрішню структуру — на рис. 4.22. Представлений ОМП є когерентним, оскільки завдяки рівності загальних геометричних довжин хвилеводів і коаксіальних кабелів для сигналів ортогональних лінійних поляризацій диференційний фазовий зсув між ними відсутній.

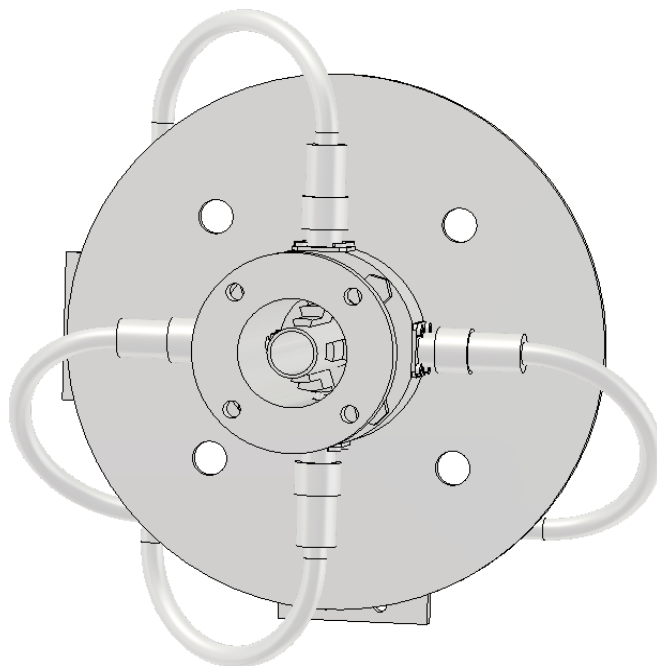


Рис. 4.21. Широкосмуговий когерентний ОМП із коаксіальними кабелями

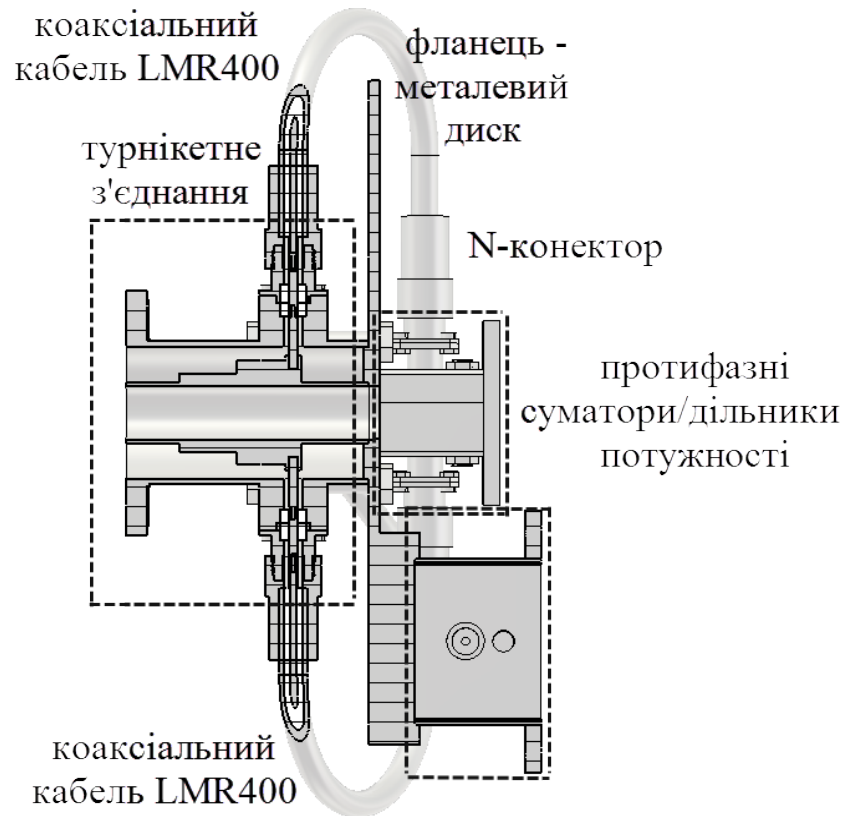


Рис. 4.22. Внутрішня структура ОМП із коаксіальними кабелями

ОМП складається з елементів чотирьох видів (рис. 4.22), а саме:

- 1) турнікетного з'єднання між КЧРХ і чотирма N-конекторами;
- 2) двох коаксіальних кабелів LMR400 для кожної поляризації;
- 3) широкосмугового протифазного суматора/дільника потужності для кожної поляризації;
- 4) фланця у вигляді металевого диску з кріпленнями для встановлення усіх елементів конструкції.

Габаритні розміри розробленого ОМП із коаксіальними кабелями для розширеного С-діапазону частот (3,4–5,4 ГГц) становлять $304 \times 308 \times 154 \text{ мм}^3$ ($4,46\lambda_0 \times 4,52\lambda_0 \times 2,26\lambda_0$), де λ_0 — довжина хвилі на середній частоті робочого діапазону 4,4 ГГц).

Геометричну конфігурацію турнікетного з'єднання, розробленого для ОМП із коаксіальними кабелями показано на рис. 4.23. Турнікетні з'єднання складаються із вхідного коаксіального хвилеводу, 4 однакових ребер і 4 однакових вихідних коаксіальних ліній передачі (4 N-конекторів). Зовнішній

діаметр вхідного коаксіального хвилеводу становить 50,0 мм, а його внутрішній діаметр — 23,0 мм.

Нехай дві хвилі типу TE_{11} із ортогональними лінійними поляризаціями (одна з яких є вертикальною, а інша — горизонтальною) поширюються із вхідного коаксіального хвилеводу, який приєднаний до коаксіальної рупорної антени. Характеристики ОМП дослідимо при поширенні однієї з цих хвиль.

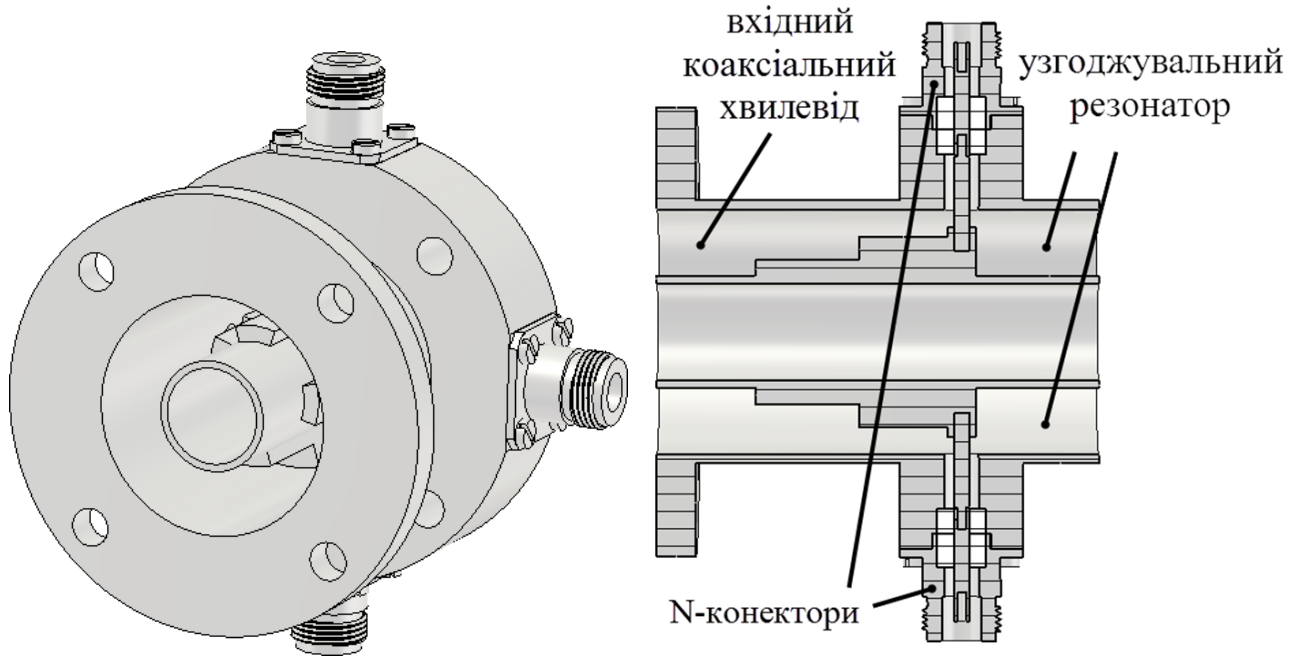


Рис. 4.23. Структура турнікетного з'єднання ОМП із коаксіальними кабелями

Основною відмінністю запропонованого турнікетного з'єднання від розробленого в [15, 16] є застосування узгоджувального резонатора в області переходу від КЧРХ до чотирьох коаксіальних ліній передачі. Резонатори такого виду використовуються в ОМП на основі ЧРХ [61, 66] (рис. 1.13, 1.15 розділу 1 цієї дисертації) для отримання широкосмугового узгодження в коаксіально-хвилевідних переходах. Спочатку резонатор було створено за допомогою зсуву ребер від провідної пластини на 21,4 мм, що дорівнює чверті довжини хвилі TE_{11} у коаксіальному хвилеводі на центральній частоті робочого діапазону 4,4 ГГц. У результаті числової оптимізації отримано, що найкраще узгодження досягається при довжині узгоджувального резонатора 23,0 мм, тобто чверті довжини хвилі TE_{11} у коаксіальному хвилеводі на частоті 4,2 ГГц.

У розділі 3.4.3 цієї дисертації було показано, що максимальна смуга частот одномодового режиму роботи при протифазному збудженні КЧРХ з ребрами на внутрішньому провідному коловому циліндрі досягається при куті ребер $\gamma = 32^\circ$. Це значення кута було використане як початкове при оптимізації турнікетних з'єднань. Після оптимізації було встановлено, що мінімальне відбиття ЕМХ у смузі частот 3,4–5,4 ГГц досягається при куті ребер $\gamma = 35^\circ$.

Зовнішній діаметр 4 вихідних коаксіальних ліній передачі дорівнює 7,0 мм, а внутрішній — 3,0 мм. Лінії заповнені повітрям, тому їх хвильовий опір становить 50 Ом. З метою мінімізації модуля коефіцієнта відбиття турнікетних з'єднань було проведено параметричну оптимізацію, при якій варіювали кут ребер γ та їх лінійні розміри (а також положення N-конекторів та довжини додаткових тефлонових шайб для турнікетного з'єднання ОМП із коаксіальними кабелями). Частотну залежність модуля розрахованого мінімізованого коефіцієнта відбиття (у дБ) для турнікетного з'єднання ОМП із коаксіальними кабелями показано на рис. 4.24. На цьому рисунку видно, що значення модуля мінімізованого коефіцієнта відбиття турнікетного з'єднання ОМП із коаксіальними кабелями не перевищує -29 дБ у робочому діапазоні частот 3,4–5,4 ГГц.

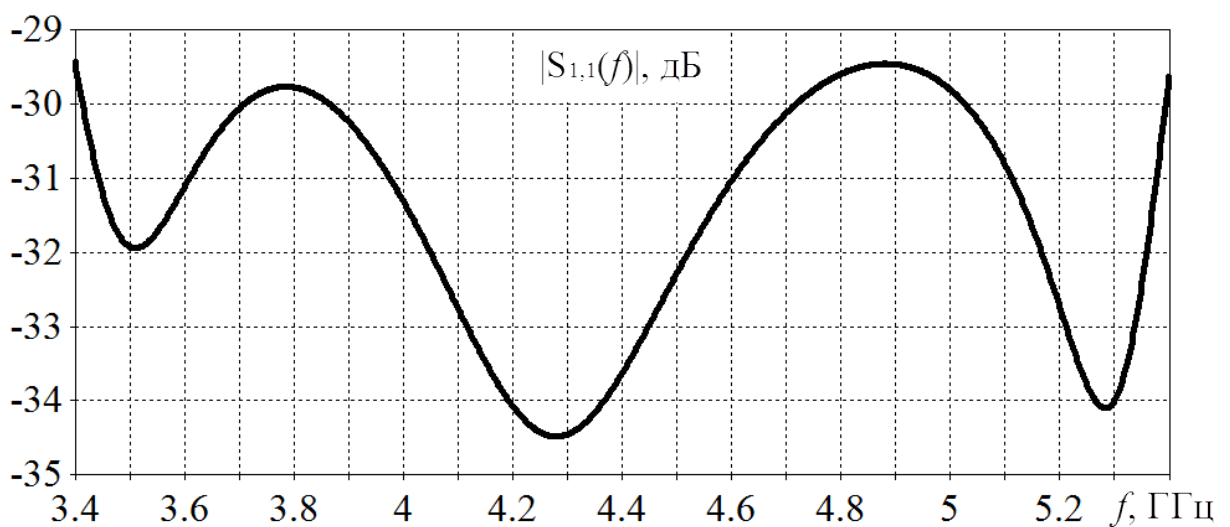


Рис. 4.24. Частотна залежність модуля мінімізованого коефіцієнта відбиття турнікетного з'єднання ОМП із коаксіальними кабелями

Для об'єднання сигналів від протилежних коаксіальних кабелів застосуємо протифазний суматор/дільник потужності. Геометричну конфігурацію розробленого широкосмугового протифазного суматора/дільника потужності показано на рис. 4.25. Загалом його структура подібна до протифазного суматора/дільника потужності, представленого в [50] (рис. 1.11), який складається з двох коаксіальних зондів із хвильовим опором 50 Ом та прямокутного хвилеводу, закороченого з одного боку. Для покращення узгодження до цієї структури додали пару металевих штирів та циліндрів на кінцях коаксіальних зондів.

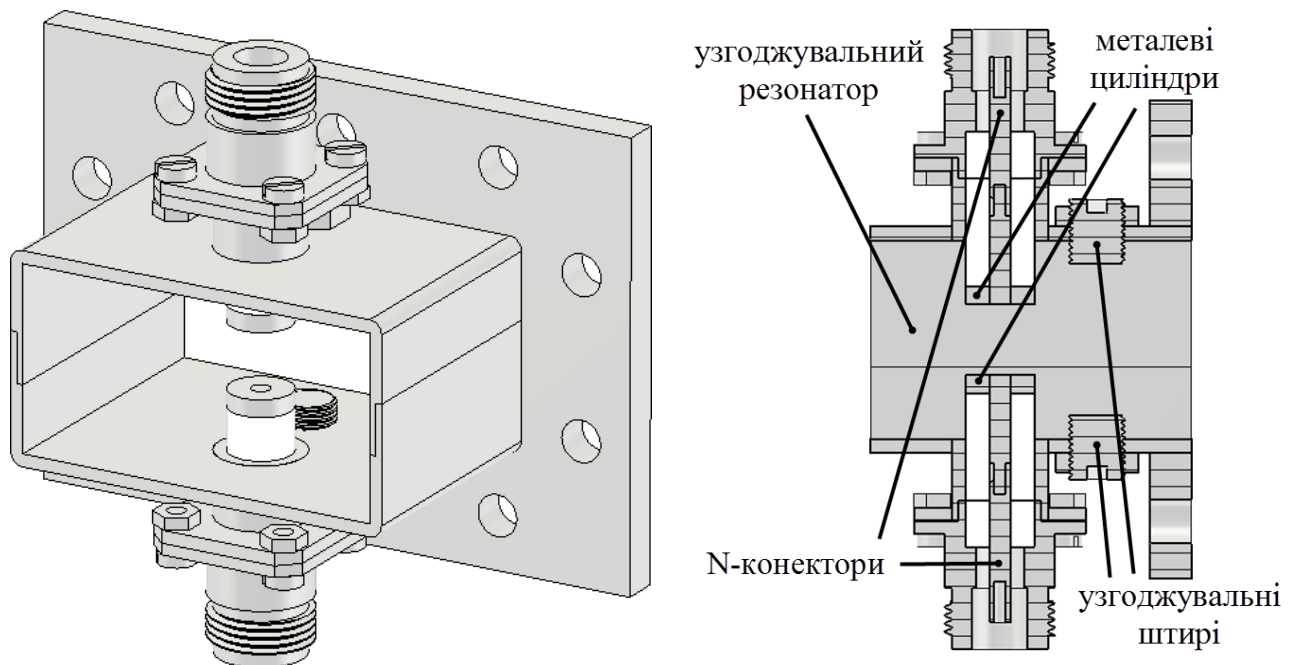


Рис. 4.25. Структура протифазного суматора/дільника потужності

Параметричну мінімізацію модуля коефіцієнта відбиття широкосмугового протифазного суматора/дільника потужності провели в робочій смузі частот 3,4–5,4 ГГц при внутрішньому та зовнішньому діаметрах коаксіальних зондів 3,0 мм і 10,0 мм відповідно. Діелектриком у коаксіальних зондах і лініях передачі є тефлон. Його моделювали як ізотропний матеріал із відносною діелектричною проникністю $\epsilon_r = 2,05$. Усі металеві поверхні моделювали як ідеально провідні. Прямокутний хвилевід є стандартним хвилеводом WR 229 із розмірами поперечного перерізу 58,2 мм \times 29,1 мм. Усі інші розміри

широкосмугового протифазного суматора/дільника потужності варіювали для забезпечення мінімального коефіцієнта відбиття структури.

Частотна залежність мінімізованого коефіцієнта відбиття представлена на рис. 4.26. Як видно на цьому рисунку, значення модуля коефіцієнта відбиття менше -38 дБ у робочій смузі частот $3,4\text{--}5,4$ ГГц.

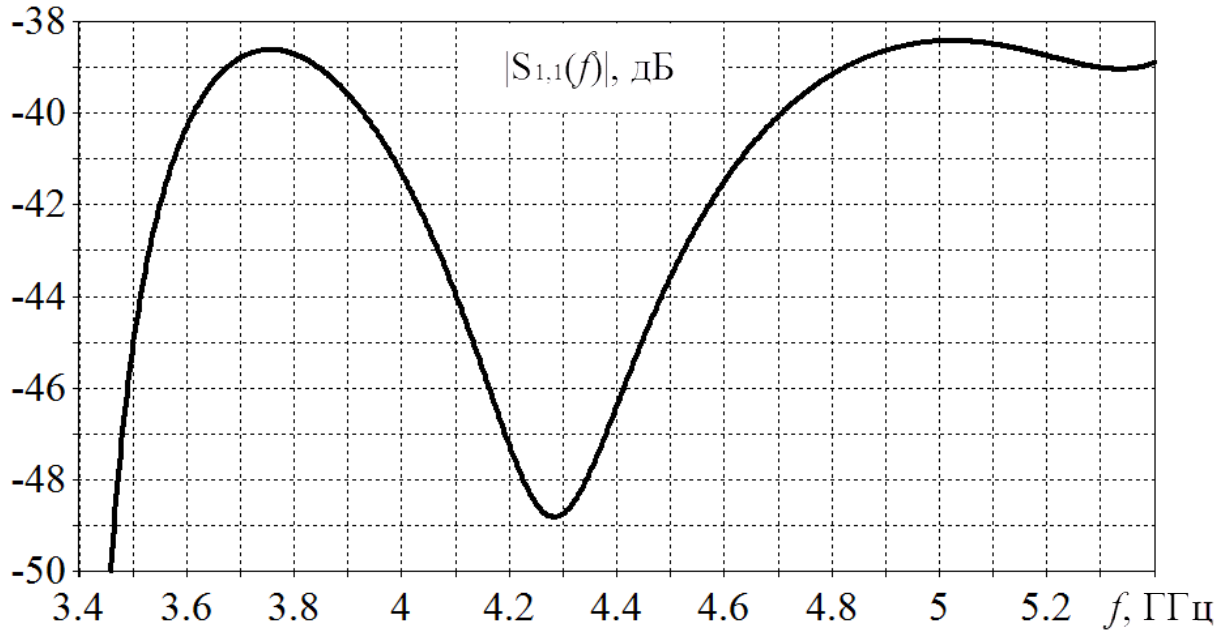


Рис. 4.26. Частотна залежність мінімізованого коефіцієнта відбиття широкосмугового протифазного суматора/дільника потужності

4.4. Теоретичні характеристики оптимізованого компактного широкосмугового ортомодового перетворювача на основі коаксіального чотириреберного хвилеводу та коаксіальних кабелів

Після оптимізації кожного елемента конструкції широкосмугового когерентного ОМП із коаксіальними кабелями провели фінальну оптимізацію за допомогою програмного забезпечення CST Design Studio, яке дозволяє здійснити композицію мікрохвильового пристрою, якщо попередньо обчислені характеристики його складових частин. Частотну залежність модуля коефіцієнта відбиття ОМП із коаксіальними кабелями показано на рис. 4.27. Ця частотна залежність є однаковою для вхідних ЕМХ обох ортогональних лінійних поляризацій.

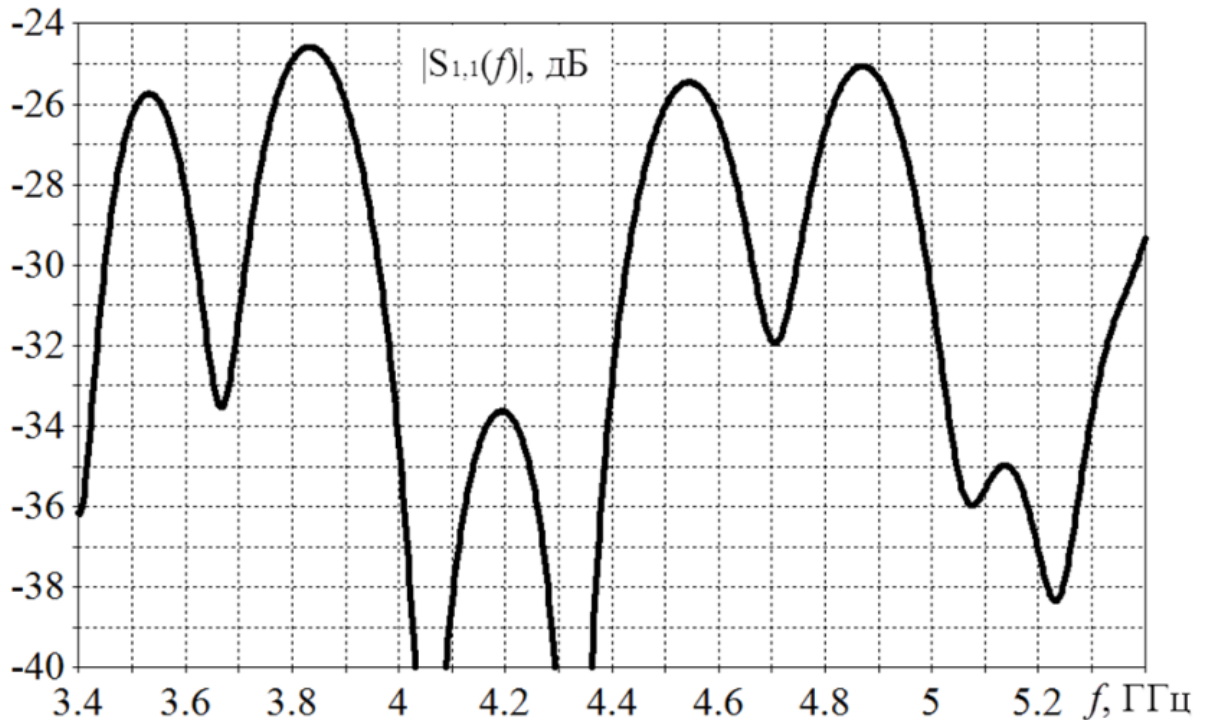


Рис. 4.27. Частотна залежність модуля коефіцієнта відбиття широкосмугового когерентного ОМП із коаксіальними кабелями

Значення модуля коефіцієнта відбиття ОМП із коаксіальними кабелями менше -24 дБ ($KСХН < 1,14$) у робочому діапазоні частот $3,4\text{--}5,4$ ГГц. Результати моделювання показують, що за умови точного виготовлення елементів конструкції ОМП і точного позиціонування чотирьох ребер кросполяризаційна розв'язка перевищує 100 дБ. При рівності довжин коаксіальних кабелів цей ортомодовий перетворювач забезпечує ідеальну когерентність вихідних сигналів ортогональних лінійних поляризацій, а при різниці довжин Δl кабелів у каналах ортогональних поляризацій диференційний фазовий зсув (у градусах) між вихідними сигналами становитиме $360 \cdot \Delta l / \lambda$, де λ — довжина хвилі на робочій частоті.

Відносна робоча смуга частот розробленого компактного когерентного коаксіального ОМП становить 45% . Вона перевищує відносну робочу смугу частот відомого вузькосмугового когерентного ОМП [15, 16] більше, ніж у 4 рази, а відносну робочу смугу частот відомого широкосмугового некогерентного ОМП [17] — більше, ніж у 2 рази при меншому максимальному значенні модуля коефіцієнта відбиття.

Висновки

Запропоновано і розроблено новий когерентний дводіпазонний ОМП на основі коаксіального турнікетного з'єднання і чотириреберної (для С-діапазону частот) та ступінчастої циліндричної (для Ku-діапазону частот) узгоджувальних структур. Його особливістю є висока технологічність та можливість високоточного виготовлення, яке можна здійснити шляхом високоточного фрезування п'яти металевих пластин. Розроблений дводіпазонний ОМП здатний забезпечити у широких робочих діапазонах частот 3,4–4,2 ГГц та 10,7–12,8 ГГц значення модуля коефіцієнта відбиття менше -31 дБ ($K_{СХН} < 1,06$), кросполяризаційної розв'язки вище 70 дБ та диференційного фазового зсуву між вихідними сигналами ортогональних лінійних поляризацій менше 1° .

Також розроблено конструкцію компактного широкосмугового когерентного ОМП на основі КЧРХ із коаксіальними кабелями. У результаті оптимізації складових частин такого ОМП та всієї конструкції досягнуто значення модуля коефіцієнта відбиття менше -24 дБ ($K_{СХН} < 1,14$) у розширеному робочому діапазоні частот 3,4–5,4 ГГц (ширина робочої смуги частот становить 45%). При рівності довжин коаксіальних кабелів цей ортомодовий перетворювач забезпечує ідеальну когерентність вихідних сигналів ортогональних лінійних поляризацій, а при різниці довжин Δl кабелів у каналах ортогональних поляризацій диференційний фазовий зсув (у градусах) між вихідними сигналами становитиме $360 \cdot \Delta l / \lambda$, де λ — довжина хвилі на робочій частоті.

Розроблені широкосмугові когерентні коаксіальні ОМП призначені для використання у складі дводіпазонних (С/Ku) двополяризаційних опромінювально-перетворювальних модулів рефлекторних антен земних станцій супутникових інформаційних систем. Загалом вони можуть знайти застосування у різних радіоелектронних системах із двоканальною обробкою радіосигналів довільних детермінованих поляризацій.

ВИСНОВКИ

У дисертації вирішено актуальну науково-технічну задачу створення нових високоефективних дводіпазонних широкосмугових когерентних ортомодових перетворювачів на основі коаксіальних ребристих структур.

Розв'язано крайову задачу електродинаміки для власних хвиль СКРХ і КЧРХ двома методами: методом часткових областей із безпосереднім зшиванням полів і методом інтегральних рівнянь із використанням системи ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрах. Отримані формули дозволяють розрахувати критичні хвильові числа і розподіли електричного і магнітного полів для власних хвиль усіх типів при розміщенні ребер на внутрішній чи зовнішній провідній циліндричній поверхні.

Установлено, що час розрахунку критичних хвильових чисел СКРХ методом інтегральних рівнянь із використанням ортогональних базисних функцій, які правильно враховують умови на ребрі, менший за час розрахунку методом часткових областей із безпосереднім зшиванням полів у 10 разів, а час розрахунку розподілів полів власних хвиль СКРХ менший у 3 рази.

Отже, система ортогональних базисних функцій, які правильно враховують сингулярну поведінку поля на ребрі, гарантує швидку збіжність розв'язків і є ефективнішою за інші. Тому її можна рекомендувати до практичного застосування при розв'язанні задач електродинаміки для різних структур із ребрами методами інтегральних рівнянь і варіаційними методами.

Проведено оптимізацію геометрії СКРХ для забезпечення максимальної смуги частот одномодового режиму роботи. У результаті отримано дві оптимальні конфігурації СКРХ, які забезпечують коефіцієнт перекриття за частотою 5,6:1 для одномодового режиму роботи. Виявлено, що залежність смуги частот одномодового режиму роботи СКРХ на основній ТЕ-хвилі від кутової ширини ребра має екстремальний характер. Установлено, що розмір зазору між ребром і циліндричною поверхнею оптимального СКРХ однаковий для обох конфігурацій і визначається необхідним відношенням критичних

частот двох перших ТЕ-хвиль. При цьому менші поперечні розміри при фіксованій робочій смузі частот має СКРХ із ребром на внутрішній провідній циліндричній поверхні.

У результаті оптимізації геометрії КЧРХ з метою забезпечення максимальної смуги частот одномодового режиму роботи на першій ТЕ-хвилі при протифазному збудженні виявлено екстремальний характер залежності смуги частот одномодового режиму від значення кутової ширини ребер. Отримано дві оптимальні конфігурації хвилеводів, які забезпечують коефіцієнт перекриття за частотою 4,6:1 для одномодового режиму роботи на першій ТЕ-хвилі. Установлено, що менші поперечні розміри при фіксованій робочій смузі частот має КЧРХ з ребрами на внутрішньому провідному циліндрі.

Запропоновано і розроблено новий когерентний дводіапазонний (С/Ку) ОМП на основі коаксіального турнікетного з'єднання і чотириреберної (для С-діапазону частот) та ступінчастої циліндричної (для Ку-діапазону частот) узгоджувальних структур. Його особливістю є висока технологічність та можливість високоточного виготовлення, що забезпечує різницю фаз між вихідними сигналами ортогональних лінійних поляризацій менше 1° . Також розроблено конструкцію компактного широкосмугового когерентного ОМП на основі КЧРХ із коаксіальними кабелями.

Результати дослідження власних хвиль у СКРХ і КЧРХ, а також розроблені широкосмугові когерентні коаксіальні ОМП можуть знайти широке застосування при розробці нових або модернізації існуючих багатодіапазонних антенних систем із двоканальним поляризаційним обробленням радіосигналів для потреб супутникових телекомунікацій, радіоелектронної розвідки, радіоастрономії та радіолокації.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Dubrovka F. F. Eigenmodes analysis of sectoral coaxial ridged waveguides by transverse field-matching technique. Part 1. Theory / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2013. — № 54. — С. 13–23.
2. Dubrovka F. F. Electrodynamics boundary problem solution for sectoral coaxial ridged waveguides by integral equation technique / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2012. — Vol. 55, № 5. — P. 191–203.
3. Dubrovka F. F. Eigenmodes of sectoral coaxial ridged waveguides / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2012. — Vol. 55, № 6. — P. 239–247.
4. Dubrovka F. F. Eigenmodes analysis of sectoral coaxial ridged waveguides by transverse field-matching technique. Part 2. Results / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2013. — № 55. — С. 13–23.
5. Dubrovka F. F. Boundary problem solution for eigenmodes in coaxial quad-ridged waveguides / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Information and Telecommunication Sciences. — 2014. — Vol. 5, № 1. — P. 48–61.
6. Dubrovka F. F. Eigenmodes of coaxial quad-ridged waveguides. Theory / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2014. — Vol. 57, № 1. — P. 1–30.
7. Dubrovka F. F. Eigenmodes of coaxial quad-ridged waveguides. Numerical results / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2014. — Vol. 57, № 2. — P. 59–69.
8. Piltyay S. Enhanced C-band antiphase power combiner/divider / S. Piltyay // Proceedings of 2-nd International Conference “Radioengineering fields, signals, devices and systems”, Kyiv, Ukraine, 2013, P. 105–106.

9. Piltyay S. I. Wideband antiphase power combiner/divider / S. I. Piltyay // Proceedings of 9-th International Young Scientist Conference “Modern Issues in Radio Engineering and Telecommunications”, Sevastopol, Ukraine, 2013, P. 220.
10. Piltyay S. A novel broadband antiphase power combiner/divider / S. Piltyay // Proceedings of 7-th Science and Engineering Conference “Radioelectronics in XXI century”, Kyiv, Ukraine, 2013, P. 38–40.
11. Piltyay S. I. Enhanced C-band coaxial orthomode transducer / S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2014. — № 57. — С. 35–42.
12. Piltyay S. Broadband coaxial orthomode transducer / S. Piltyay // Proceedings of 3-rd International Conference “Radioengineering fields, signals, devices and systems”, Kyiv, Ukraine, 2014, P. 117–119.
13. Piltyay S. A wideband coaxial orthomode transducer / S. Piltyay // Proceedings of 8-th Science and Engineering Conference “Radioelectronics in XXI century”, Kyiv, Ukraine, 2014, P. 30–32.
14. Piltyay S. I. Enhanced C-band coaxial orthomode transducer / S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2014. — № 58. — С. 27–34.
15. The designing, manufacturing, and testing of a dual-band feed system for the Parkes radio telescope / C. Granet, H.Z. Zhang, A. R. Forsyth, G. R. Graves, P. Doherty, K. J. Greene, G. L. James, P. Sykes, T. S. Bird, M. W. Sinclair, G. Moorey // IEEE Antennas and Propagation Magazine. — June 2005. — Vol. 47, № 3. — P. 13–19.
16. A dual-band feed system for the Parkes radio telescope / C. Granet, H. Z. Zhang, K. J. Greene, G. L. James, A. R. Forsyth, T. S. Bird, R. N. Manchester, M. W. Sinclair, P. Sykes // Dig. Int. Symp. IEEE Antennas and Propagation. — July 2001. — Vol. 39. — P. 296–299.

17. Dubrovka F. F. A novel broadband coaxial orthomode transducer with high port isolation / F. F. Dubrovka, D. O. Vasylenko // Proc. Int. Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT 2009), Lviv, Ukraine, 2009, P. 334–336.
18. Dubrovka F. F. Novel High Performance Coherent Dual-Wideband Orthomode Transducer for Coaxial Horn Feeds / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Proceedings of the XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT 2017), Kyiv, Ukraine, 2017, P. 277–280.
19. Piltyay S. Numerically effective basis functions in integral equation technique for sectoral coaxial ridged waveguides / S. Piltyay // Proceedings of 14-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET*14), Kharkiv, Ukraine, 2012, P. 492–495.
20. Dubrovka F. Prediction of Eigenmodes Cutoff Frequencies of Sectoral Coaxial Ridged Waveguides / F. Dubrovka, S. Piltyay // Proceedings of the XIth International Conference TCSET'2012, Lviv – Slavske, Ukraine, 2012, P. 191.
21. Пільтяй С. І. Числова ефективність методу зв'язаних інтегральних рівнянь / С. І. Пільтяй // Радіоелектроніка в ХХІ столітті. Матеріали VI науково-технічної конференції РТФ НТУУ "КПІ". — 2012. — С. 24–25.
22. Development of passive microwave antenna-feed systems for wide-band dual-polarisation receivers / O. A. Peverini, G. Virone, G. Addamo, R. Tascone // IET Microw. Antennas Propagat. — June 2011. — Vol. 5., № 8. — P. 1008–1015.
23. Navarrini A. Symmetric reverse-coupling waveguide orthomode transducer for the 3-mm band / A. Navarrini, R. Nesti // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — January 2009. — Vol. 57, № 1. — P. 80–88.
24. Rosenberg U. Compact T-junction orthomode transducer facilitates easy integration and low cost production / U. Rosenberg, R. Beyer // Proc. 41st European Microwave Conference (EuMC 2011), Manchester, UK, 2011, P. 663–666.
25. Sharma S. B. Multifrequency waveguide orthomode transducer / S. B. Sharma, V. K. Singh, S. Chakrabarty // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — 2005. — Vol. 53, № 8. — P. 2604–2609.

26. Navarrini A. A waveguide orthomode transducer for 385–500 GHz / A. Navarrini, C. Groppi, G. Chattopadhyay // Proc. 21st Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Oxford, UK, 2010, P. 328–337.
27. Perov A. I. Electromagnetic simulation and design of dual-band orthomode transducers / A. I. Perov, L. A. Rud, V. I. Tkachenko // Proc. 5th Int. Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT 2005), Kyiv, Ukraine, 2005, P. 475–477.
28. Steffe W. A novel compact OMJ for Ku band Intelsat applications / W. Steffe // IEEE Int. Antennas Propagat. Symp. Dig. — June 1995. — Vol. 33. — P. 152–155.
29. Chambelin P. Ka/Ka low cost feed for DVB-RCS satellite terminals / P. Chambelin // IEEE Int. Antennas Propagat. Symp. Dig. — June 2003. — Vol. 41. — P. 381–384.
30. Rashid U. Design and simulation of orthomode transducer in Ku- frequency band on HFSS / U. Rashid // Proc. IEEE Int. Multitopic Conf. (INMIC 2008), Karachi, Pakistan, 2008, P. 290–293.
31. Orthomode transducer for millimeter-wave correlation receivers / O. A. Peverini, R. Tascone, G. Virone, A. Olivieri, R. Orta // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — May 2006. — Vol. 54, № 5. — P. 2042–2049.
32. Rebollar J. M. A dual frequency OMT in the Ku band for TT&C applications / J. M. Rebollar, J. Esteban, J. De Frutos // IEEE Int. Antennas Propagat. Symp. Dig. — June 1998. — Vol. 4. — P. 2258–2261.
33. Rosenberg U. Very compact orthomode transducer suited for integrated feed system solutions / U. Rosenberg, R. Beyer // Proc. IEEE Int. Conf. on Microwaves, Communications, Antennas and Electronics Systems, Tel Aviv, Israel, 2011, P. 1–3.
34. Natarov M. P. Orthomode transducer for mm-wave range / M. P. Natarov, L. A. Rud, V. I. Tkachenko // Proc. 5th Int. Kharkov Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW 2004), Kharkov, Ukraine, 2004, P. 641–643.
35. Boifot A. M. Simple and broadband orthomode transducer / A. M. Boifot, E. Lier, T. Schaug-Pettersen // IEE Proceedings. — 1990. — Vol. 137, № 6. — P. 396–400.

36. A broad band orthomode transducer / D. Yong, T. Zongxi, Z. Biao, B. Lifen // Proc. Int. Symp. on Intelligent Signal Processing and Communication Systems (ISPACS 2010), Chengdu, China, 2010, P. 1–3.
37. C-band orthomode transducer for compact and broadband antenna feeders / J. A. Ruiz-Cruz, J. R. Montejó-Garai, J. M. Rebollar, J. M. Montero // Electronics Letters. — July 2009. — Vol. 45, № 16. — P. 813–814.
38. Computer aided design of wideband orthomode transducers based on the Boifot junction / J. A. Ruiz-Cruz, J. R. Montejó-Garai, J. M. Rebollar, C. E. Montesano, M. J. Martín, M. Naranjo-Masi // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. — June 2006. — P. 1173–1176.
39. Design of broadband orthomode transducer based on double ridged waveguide / T.-L. Zhang, Z.-H. Yan, L. Chen, F.-F. Fan // Proc. Int. Conf. on Microwave and Millimeter Wave Tech. (ICMMT 2010), Chengdu, China, 2010, P. 765–768.
40. Srikanth S. A compact full waveguide band turnstile junction orthomode transducer / S. Srikanth, M. Solatka // Proc. XXXth URSI General Assembly and Scientific Symposium, Istanbul, Turkey, 2011, P. 1–4.
41. Circular polarization feed with dual-frequency OMT-based turnstile junction / R. Garcia, F. Mayol, J. M. Montero, A. Culebras // IEEE Antennas Propagat. Mag. — February 2011. — Vol. 53, № 1. — P. 226–236.
42. Circular polarization feed with dual frequency OMT based on turnstile junction / R. Garcia, F. Mayol, J. M. Montero, A. Culebras // IEEE Antennas and Propagat. Society International Symposium (APSURSI 2010), Toronto, Canada, 2010, P. 1–4.
43. Octave bandwidth compact turnstile-based orthomode transducer / A. Tribak, J. L. Cano, A. Mediavilla, M. Boussouis // IEEE Microwave and Wireless Comp. Lett. — October 2010. — Vol. 20, № 10. — P. 539–541.
44. A broadband WR10 turnstile junction orthomode transducer / G. Pisano, L. Pietranera, K. Isaak, L. Piccirillo, B. Johnson, B. Maffei, S. Melhuish // IEEE Microwave and Wireless Comp. Lett. — April 2007. — Vol. 17, № 4. — P. 286–288.

45. Ultra-thin broadband OMT with turnstile junction / Y. Aramaki, N. Yoneda, M. Miyazaki, T. Horie // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. — June 2003. — Vol. 1. — P. 47–50.
46. Navarrini A. A turnstile junction waveguide orthomode transducer / A. Navarrini, R. L. Plambeck // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — January 2006. — Vol. 54, № 1. — P. 272–277.
47. Lehmensiek R. Compact low loss L-band orthomode transducer / R. Lehmensiek, I. P. Theron // Proc. Int. Conf. on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA 2010), Sydney, Australia, 2010, P. 228–231.
48. Lehmensiek R. The design of the MeerKAT L-band feed / R. Lehmensiek, I. P. Theron // Proc. Int. Conf. on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA 2012), Cape Town, South Africa, 2012, P. 321–324.
49. Fonseca N. J. G. Compact waveguide orthomode transducer without crossings / N. J. G. Fonseca // Proc. 13th Int. Symp. on Antenna Technology and Applied Electromagnetics and the Canadian Radio Science Meeting (ANTEM/URSI 2009), Banff, Canada, 2009, P. 1–4.
50. Engargiola G. K-band orthomode transducer with waveguide ports and balanced coaxial probes / G. Engargiola, A. Navarrini // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — May 2005. — Vol. 53, № 5. — P. 1792–1801.
51. Park S.-G. A turnstile junction waveguide orthomode transducer for the simultaneous dual polarization radar / S.-G. Park, H. Lee, Y.-H. Kim // Proc. Asia Pacific Microwave Conference (APMC 2009), Singapore, 2009, P. 135–138.
52. Compact broadband planar orthomode transducer / P. K. Grimes, O. G. King, G. Yassin, M. E. Jones // Electronics Letters. — October 2007. — Vol. 43, № 21. — P. 1146–1147.
53. Morgan M. A. Compact orthomode transducers using digital polarization synthesis / M. A. Morgan, J. R. Fisher, T. A. Boyd // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — December 2010. — Vol. 58, № 12. — P. 3666–3676.

54. Tao Y. Design of broadband planar orthomode transducers using substrate integrated waveguide / Y. Tao, Z. Shen // Proc. Asia Pacific Microwave Conference (APMC 2008), Macau, China, 2008, P. 1–4.
55. Tao Y. Design of compact orthomode transducers / Y. Tao, Z. Shen // IEEE MTT-S Int. Microwave Workshop Series on Art of Miniaturizing RF and Microwave Passive Components (IMWS 2008), Chengdu, China, 2008, P. 38–42.
56. Mandal M. K. A compact planar orthomode transducer / M. K. Mandal, K. Wu, D. Deslandes // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. — June 2011. — P. 1–4.
57. Jackson R. W. A planar orthomode transducer / R. W. Jackson // IEEE Microwave and Wireless Comp. Lett. — 2001. — Vol. 11, № 12. — P. 483–485.
58. Engargiola G. Tests of a planar L-band orthomode transducer in circular waveguide / G. Engargiola, R. L. Plambeck // Review of Scientific Instruments. — March 2003. — Vol. 74, № 3. — P. 1380–1382.
59. Coutts G. M. Wideband diagonal quadruple-ridge orthomode transducer for circular polarization detection / G. M. Coutts // IEEE Trans. Antennas Propagat. — June 2011. — Vol. 59., № 6. — P. 1902–1909.
60. Broad-band orthomode transducers / J. L. Yu, C. J. Jin, Y. Cao, H. S. Chen // Proc. Int. Conf. on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT 2008), Nanjing, China, 2008, P. 320–322.
61. Hwang J.-H. Compact orthomode transducer using single-ridged triangular waveguides / J.-H. Hwang, Y. Oh // IEEE Microwave and Wireless Comp. Lett. — August 2011. — Vol. 21, № 8. — P. 412–414.
62. Zhuang Z. Design of improved quad-ridged orthomode transducer / Z. Zhuang, B. Li, Q. Fan // Proc. Int. Conf. on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT 2010), Chengdu, China, 2010, P. 867–870.
63. de Villiers D. I. L. Broadband offset quad-ridged waveguide orthomode transducer / D. I. L. de Villiers, P. Meyer, K. D. Palmer // Electronics Letters. — January 2009. — Vol. 45, № 1. — P. 60–62.

64. de Villiers D. I. L. Design of a wideband orthomode transducer / D. I. L. de Villiers, P. Meyer, K. D. Palmer // Proc. Int. Conf. IEEE AFRICON, Nairobi, Kenya, 2009, P. 1–6.
65. Coutts G. M. S-band octave-bandwidth orthomode transducer for the expanded very large array / G. M. Coutts, H. Dinwiddie, P. Lilie // IEEE Antennas and Propagat. Soc. Int. Symp. (APSURSI 2009), Charleston, USA, 2009, P. 1–4.
66. Dubrovka F. F. A high performance ultrawideband orthomode transducer and a dual-polarized quad-ridged horn antenna based on it / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Proc. Int. Conf. on Antenna Theory and Tech., Kyiv, Ukraine, 2011, P. 176–178.
67. L-band orthomode transducer for Shanghai 65m radio telescope / W. Zhong, B. Li, Q. Fan, Z. Shen // Proc. Int. Conf. on Microwave Technology and Comp. Electromagnetics (ICMTCE 2011), Beijing, China, 2011, P. 164–166.
68. Xiaohong L. Design and simulation of an L band quadruple-ridged orthomode transducer / L. Xiaohong, C. Maozheng // World Automation Congress (WAC), Puerto Vallarta, Mexico, 2012, P. 1–3.
69. Coutts G. M. Octave bandwidth orthomode transducers for the expanded very large array / G. M. Coutts // IEEE Trans. Antennas Propagat. — June 2011. — Vol. 59., № 6. — P. 1910–1917.
70. Kim C. S. S/X band feed development for 12m Cassegrain antenna / C. S. Kim, N. Moldovan, N. Hanchett // IEEE Antennas and Propagat. Soc. Int. Symp. (APSURSI 2009), Charleston, USA, 2009, P. 1–4.
71. Zhang H. Z. An integrated coaxial circular-polarised OMJ/OMT for dual-band feed applications / H. Z. Zhang // IEEE Int. Antennas Propagat. Symp. Dig. — July 2005. — Vol. 43. — P. 647–650.
72. Zhang H. Z. A circular coaxial orthogonal mode junction diplexer and its potential benefit of incorporated with ridges and T-septa in its inner conductor / H. Z. Zhang // Antenna Applic. Symposium, Monticello, USA, 1999, P. 107–123.
73. Zhang H. Z. A circular coaxial orthogonal mode junction coupler and its applications / H. Z. Zhang // IEE Proc. Microw. Antennas and Propagat. — February 2000. — Vol. 147. — P. 25–30.

74. Zhang H. Z. A wideband orthogonal-mode junction using a junction of a quad-ridged coaxial waveguide and four sectoral waveguides / H. Z. Zhang // *IEEE Microwave Wireless Comp. Lett.* — May 2002. — Vol. 12, № 5. — P. 172–174.
75. Zhang H. Z. A wideband orthogonal-mode junction using ridged sectoral waveguides / H. Z. Zhang // *IEEE Int. Antennas Propagat. Symp. Dig.* — June 2002. — Vol. 40. — P. 432–435.
76. Suntheralingam N. Electromagnetic modelling of ridged waveguide resonator loaded bandpass filters / N. Suntheralingam, N. Mohottige, D. Budimir // *2010 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI 2010)*, Toronto, Canada, 2010, P. 1–4.
77. Li S. Double ridged waveguide low pass filters for satellite application / S. Li, J. Fu, X. Wu // *2007 Int. Symp. on Microwave, Antenna, Propagation and EMC Technologies for Wireless Communications*, Hangzhou, China, 2007, P. 408–410.
78. Manuilov M. B. Ridged waveguide filters with improved performance / M. B. Manuilov, K. V. Kobrin, L. A. Obrezanova // *16th Int. Crimean Conf. on Microwave and Telecommunication Technology (CriMiCo 2006)*, Sevastopol, Ukraine, 2006, P. 507–508.
79. Compact broadband polarizer based on shallowly-etched silicon-on-insulator ridge optical waveguides / D. Dai, Z. Wang, N. Julian, J. E. Bowers // *2011 Optical Fiber Communication and National Fiber Optic Engineers Conference (OFC/NFOEC)*, Los Angeles, USA, 2011, P. 1–3.
80. Ultra-broadband low axial ratio corrugated quad-ridge polarizer / A. Tribak, A. Mediavilla, J. L. Cano, M. Boussouis, K. Cepero // *European Microwave Conference (EuMC 2009)*, Rome, Italy, 2009, P. 73–76.
81. Bull J. D. Asymmetrically strained ridge waveguide for passive polarization conversion / J. D. Bull, H. Kato, N. Jaeger // *IEEE Photonics Technology Letters.* — December 2008. — Vol. 20, № 24. — P. 2186–2188.
82. Polemi A. Dispersion characteristics of a metamaterial-based parallel-plate ridge gap waveguide realized by bed of nails / A. Polemi, S. Maci, P.-S. Kildal // *IEEE Trans. Antennas Propagat.* — March 2011. — Vol. 59, № 3 – P. 904–913.

83. Higher order modes of the ridged coaxial waveguide / M. A. Ruiz-Bernal, M. Valverde-Navarro, G. Goussetis, J.-L. Gomez-Tornero, A. P. Feresidis // 36th European Microwave Conference, Manchester, UK, 2006, P. 1221–1224.
84. Tang Y. Analysis of quadruple-ridged square waveguide by multilayer perceptron neural network model / Y. Tang, J. Zhao, W. Wu // Asia-Pacific Microwave Conference (APMC 2006), Yokohama, Japan, 2006, P. 1912–1918.
85. Analysis of elliptical ridged waveguide / J. Xu, W. Wang, Y. Gong, Y. Wei // Joint 31st Int. Conf. on Infrared Millimeter Waves and 14th Int. Conf. on Terahertz Electronics (IRMMW-THz 2006), Shanghai, China, 2006, p. 265.
86. Jacobs O. B. Elliptically shaped quad-ridge horn antennas as feed for a reflector / O. B. Jacobs, J. W. Odendaal, J. Joubert // IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett. — 2011. — Vol. 10. — P. 756–759.
87. Akgiray A. Design and measurements of dual-polarized wideband constant-beamwidth quadruple-ridged flared horn / A. Akgiray, S. Weinreb, W. Imbriale // 2011 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI 2011), Spokane, USA, 2011, P. 1135–1138.
88. Jacobs O. B. Quad ridge horn antenna with elliptically shaped sidewalls / O. B. Jacobs, J. W. Odendaal, J. Joubert // 2011 Int. Conf. on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA 2011), Torino, Italy, 2011, P. 259–262.
89. 1.3- μm laterally tapered ridge waveguide DFB lasers with second-order Cr surface gratings / C. I. Yeo, S. J. Jang, J. S. Yu, Y. T. Lee // IEEE Photonics Technology Letters. — Nov. 2010. — Vol. 22, № 22. — P. 1668–1670.
90. Internal loss, modal characteristics, and bend loss of asymmetric cladding ridge waveguide lasers at 850 nm / R. K. Price, V. B. Verma, V. C. Elarde, J. J. Coleman // Journal of Applied Physics. — 2008. — Vol. 103, № 1. — P. 013108–013108-6.
91. Self-aligned metal-contact and passivation technique for submicron ridge waveguide laser fabrication / J.H. Teng, E.L. Lim, S.J. Chua, S.S. Ang, L.F. Chong, J.R. Dong, R. Yin // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. — 2008. — Vol. 26, № 5. — P. 1748–1752.

92. Amadjikpe A. L. A high-Q electronically tunable evanescent-mode double-ridged rectangular waveguide resonator / A. L. Amadjikpe, J. Papapolymerou // 2008 IEEE Int. Microwave Symp. Dig. — June 2008. — P. 1019–1022.
93. Serebryannikov A. E. Fast coupled-integral-equations-based analysis of azimuthally corrugated cavities / A. E. Serebryannikov, O. E. Vasylychenko, K. Schunemann // IEEE Microwave Wireless Comp. Lett. — May 2004. — Vol. 14, № 5. — P. 240–242.
94. Amari S. A pole-free modal field-matching technique for eigenvalue problems in electromagnetics / S. Amari, J. Bornemann // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — September 1997. — Vol. 45, № 9. — P. 1649–1653.
95. Balaji U. Radial mode matching analysis of ridged circular waveguides / U. Balaji, R. Vahldieck // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — July 1996. — Vol. 44. — P. 1183–1186.
96. Rong Y. Characteristics of generalized rectangular and circular ridge waveguides / Y. Rong, K. A. Zaki // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — Feb. 2000. — Vol. 48, № 2. — P. 258–265.
97. Yu S. Y. Classical eigenvalue mode-spectrum analysis of multiple-ridged rectangular and circular waveguides for the design of narrowband waveguide components / S. Y. Yu, J. Bornemann // Int. J. Numer. Model. — 2009. — Vol. 22. — P. 395–410.
98. Sun W. Analysis and design of quadruple-ridged waveguides / W. Sun, C. A. Balanis // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — 1994. — Vol. 42, № 12. — P. 2201–2207.
99. Sun W. Analysis of double- or quadruple-ridged waveguides by a magnetic surface integral equation approach / W. Sun, C. A. Balanis // IEEE Int. Antennas Propagat. Symp. Dig. — June 1993. — Vol. 31. — P. 181–184.
100. Sun W. MFIE analysis and design of ridged waveguides / W. Sun, C. A. Balanis // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — November 1993. — Vol. 41, № 11. — P. 1965–1971.

101. Amari S. Application of a coupled-integral-equations technique to ridged waveguides / S. Amari, J. Bornemann, R. Vahldieck // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — December 1996. — Vol. 44, № 12. — P. 2256–2264.
102. Amari S. Accurate analysis of scattering from multiple waveguide discontinuities using the coupled-integral-equations technique / S. Amari, J. Bornemann, R. Vahldieck // J. Electromagnetic Waves & Applications. — December 1996. — Vol. 10. — P. 1623–1644.
103. Analysis of ridged circular waveguides by the coupled-integral-equations technique / S. Amari, S. Catreux, R. Vahldieck, J. Bornemann // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — May 1998. — Vol. 46, № 5. — P. 479–493.
104. Amari S. On the acceleration of the coupled-integral-equations technique and its application to multistub E-plane discontinuities / S. Amari, J. Bornemann, R. Vahldieck // J. Electromagnetic Waves & Applications. — 1999. — Vol. 13. — P. 539–554.
105. Волноводы сложных сечений / Заргано Г.Ф., Ляпин В.П., Михалевский В.С. и др. — М: Радио и связь, 1986. — 124 с.
106. Jarvis D. A. Design of double-ridged rectangular waveguide of arbitrary aspect ratio and ridge height / D. A. Jarvis, T. C. Rao // IEE Proc. Microwaves, Antennas Propagat. — February 2000. — Vol. 147, № 1. — P. 31–34.
107. Mittra R. Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves / R. Mittra, S. W. Lee. — New York: Macmillan, 1971. — 302 p.
108. Pozar D. M. Microwave Engineering / D. M. Pozar. — New Jersey: Wiley Press, 2012. — 732 p.
109. Collin R. E. Field Theory of Guided Waves / R. E. Collin. — New York : IEEE Press, 1991. — 852 p.
110. NIST Handbook of Mathematical Functions / F. W. J. Olver, D. W. Lozier, R. F. Boisvert, C. W. Clark. — New York : Cambridge University Press, 2010. — 968 p.
111. Wang C. Full-wave modeling of generalized double ridge waveguide T-junctions / C. Wang, K. A. Zaki // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — December 1996. — Vol. 44, № 12. — P. 2536–2542.

ДОДАТОК

Список публікацій за темою дисертації

1. Piltyay S. Numerically effective basis functions in integral equation technique for sectoral coaxial ridged waveguides / S. Piltyay // Proceedings of 14-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (ММЕТ*14), Kharkiv, Ukraine, 2012, P. 492–495.
2. Dubrovka F. F. Electrodynamics boundary problem solution for sectoral coaxial ridged waveguides by integral equation technique / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2012. — Vol. 55, № 5. — P. 191–203.
3. Dubrovka F. F. Eigenmodes of sectoral coaxial ridged waveguides / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2012. — Vol. 55, № 6. — P. 239–247.
4. Dubrovka F. Prediction of Eigenmodes Cutoff Frequencies of Sectoral Coaxial Ridged Waveguides / F. Dubrovka, S. Piltyay // Proceedings of the XI International Conference TCSET'2012, Lviv – Slavske, Ukraine, 2012, P. 191.
5. Пільтяй С. І. Числова ефективність методу зв'язаних інтегральних рівнянь / С. І. Пільтяй // Радіоелектроніка в ХХІ столітті. Матеріали VI науково-технічної конференції РТФ НТУУ "КПІ". — 2012. — С. 24–25.
6. Dubrovka F. F. Eigenmodes analysis of sectoral coaxial ridged waveguides by transverse field-matching technique. Part 1. Theory / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2013. — № 54. — С. 13–23.
7. Dubrovka F. F. Eigenmodes analysis of sectoral coaxial ridged waveguides by transverse field-matching technique. Part 2. Results / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2013. — № 55. — С. 13–23.

8. Piltyay S. Enhanced C-band antiphase power combiner/divider / S. Piltyay // Proceedings of 2-nd International Conference “Radioengineering fields, signals, devices and systems”, Kyiv, Ukraine, 2013, P. 105–106.

9. Piltyay S. I. Wideband antiphase power combiner/divider / S. I. Piltyay // Proceedings of 9-th International Young Scientist Conference “Modern Issues in Radio Engineering and Telecommunications”, Sevastopol, Ukraine, 2013, P. 220.

10. Piltyay S. A novel broadband antiphase power combiner/divider / S. Piltyay // Proceedings of 7-th Science and Engineering Conference “Radioelectronics in XXI century”, Kyiv, Ukraine, 2013, P. 38–40.

11. Dubrovka F. F. Eigenmodes of coaxial quad-ridged waveguides. Theory / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2014. — Vol. 57, № 1. — P. 1–30.

12. Dubrovka F. F. Eigenmodes of coaxial quad-ridged waveguides. Numerical results / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Radioelectronics and Communications Systems. — 2014. — Vol. 57, № 2. — P. 59–69.

13. Dubrovka F. F. Boundary problem solution for eigenmodes in coaxial quad-ridged waveguides / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Information and Telecommunication Sciences. — 2014. — Vol. 5, № 1. — P. 48–61.

14. Piltyay S. I. Enhanced C-band coaxial orthomode transducer / S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2014. — № 57.— С. 35–42.

15. Piltyay S. Broadband coaxial orthomode transducer / S. Piltyay // Proceedings of 3-rd International Conference “Radioengineering fields, signals, devices and systems”, Kyiv, Ukraine, 2014, P. 117–119.

16. Piltyay S. A wideband coaxial orthomode transducer / S. Piltyay // Proceedings of 8-th Science and Engineering Conference “Radioelectronics in XXI century”, Kyiv, Ukraine, 2014, P. 30–32.

17. Piltyay S. I. Enhanced C-band coaxial orthomode transducer / S. I. Piltyay // Вісник Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. — 2014. — № 58. — С. 27–34.

18. Dubrovka F. F. Novel High Performance Coherent Dual-Wideband Orthomode Transducer for Coaxial Horn Feeds / F. F. Dubrovka, S. I. Piltyay // Proceedings of the XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT 2017), Kyiv, Ukraine, 2017, P. 277–280.