

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

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

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Ковальов Євген Олександрович

УДК 537.876.4: 621.385.6

ДИСЕРТАЦІЯ
ВІДКРИТІ РЕЗОНАНСНІ СИСТЕМИ ДЛЯ ГЕНЕРАТОРІВ ДИФРАКЦІЙНОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ З РОЗВИНУТИМ ПРОСТОРОМ ВЗАЄМОДІЇ

01.04.03 – радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

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

_____ Є. О. Ковальов

Науковий керівник : Мирошніченко Володимир Семенович, кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

Харків – 2021

АНОТАЦІЯ

Ковальов Є.О. Відкриті резонансні системи для генераторів дифракційного випромінювання з розвинутим простором взаємодії. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, Харків, 2021.

В дисертаційній роботі досліджено генератор дифракційного випромінювання з симетричною відкритою резонансною системою. Проведено дослідження впливу параметрів періодичної структури у вигляді здвоєної гребінки на ширину діапазону перестроювання ГДВ по частоті. Розглянуто особливості використання у ГДВ малогабаритної ВРС, що дозволяє уникнути збудження вищих мод, які розраховані вище по частотному діапазону. Приведено результати теоретичних та експериментальних досліджень властивостей мод у ВР з фокусуєчим дзеркалом, складеним з кількох відбивачів з циліндричною поверхнею. Показано, що для роботи ГДВ на основній TEM_{00q} -моді найбільш придатною є ВР з фокусуєчим дзеркалом, складеним з двох відбивачів. Задля зменшення дифракційних втрат та формування супергауссових полей у ВРС була запропонована методика згладжування стику циліндричних поверхонь фокусуєчого джеркала. Також були проведені дослідження ГДВ з асиметричним розміщенням здвоєної гребінки на плоскому дзеркалі, а саме: здвоєна гребінка зміщується на периферію плями поля робочої TEM_{00q} -моди в напрямку, перпендикулярному до руху електронного потоку. В роботі приведено детальний аналіз особливостей конкуренції мод в ГДВ з асиметричною відкритою резонансною системою. Також представлені результати розробки та експериментальних досліджень ГДВ з періодичною структурою у вигляді відбивної здвоєної гребінки та перестроюванням частоти на зв'язаних модах в його ВРС.

Далі перелічено **основні результати дисертації**, які отримані вперше:

1. Проведено дослідження впливу параметрів здвоєної гребінки на ширину смуги перестроювання ГДВ по частоті, та показано, що вона суттєво залежить від подовження H_{10} -хвилі в елементарних хвилеводах, утворених протилежними щілинами здвоєної гребінки. Вибрані оптимальні параметри здвоєної гребінки по критерію "широка смуга перестроювання ГДВ по частоті плюс висока добротність генерованих коливань".
2. Запропоновано експериментальний метод для визначення частки енергії поля TEM_{00q} -моди, зосередженої безпосередньо в щілинах здвоєної гребінки, і показано, що вона зростає зі збільшеннями висоти здвоєної гребінки.
3. Для розробки ГДВ в ТГц діапазоні досліджені особливості формування подовженого поля TEM_{00q} -моди у ВРС з багатофокусним дзеркалом, складеним з $2 \div 4$ циліндричних дзеркал, та встановлено, що розподіл поля не відповідає квазіоптичній сумі гаусових плям, а високу добротність мають вищі TEM_{0nq} -моди, в яких нулі для $E(y)$ співпадають зі стиками суміжних циліндричних дзеркал. Для формування подовженого поля TEM_{00q} -моди з супергаусовим розподілом запропоновано простий метод згладжування стику суміжних дзеркал випуклою поверхнею циліндра.
4. Розроблено експериментальний метод аналізу структури резонансного поля безпосередньо на поверхні дзеркала ВР за допомогою рухомого вузла зв'язку. Метод придатний для аналізу резонансного поля з роздільною здатністю $\sim 0,1$ мм як в традиційних ВР, так і в малооб'ємних ВР з мінімальною відстанню між дзеркалами.
5. Запропоновано та досліджено ГДВ з асиметричною ВРС, в якому здвоєна гребінка зміщена на периферію плями поля TEM_{00q} -моди, що

знижує деструктивний вплив гребінки на формування резонансного поля, зменшує омичні та радіаційні втрати у ВРС та сприяє розширенню смуги перестроювання ГДВ по частоті.

6. Вперше досліджено особливості збудження коливань в ГДВ в умовах керованого зв'язку між парною TEM_{00q} -модю та непарною TEM_{10q} -модю, що має невеликі радіаційні втрати, вибрано оптимальний зв'язок між модами та продемонстрована ефективна робота ГДВ на одній із гілок зв'язаних мод в широкій смузі частот без впливу вищих мод на вихідні характеристики генератора.

Практичне значення одержаних результатів полягає в суттєвому розширенні смуги перестроювання генераторів дифракційного випромінювання по частоті, підвищенні стабільності генерованих коливань, зменшенні масогабаритних параметрів цих джерел в діапазоні частот 30-200 ГГц та створення умов для освоєння ними терагерцевого діапазону.

Ключові слова: генератор дифракційного випромінювання, відкрита резонансна система, періодична структура, здвоєна гребінка, міліметровий діапазон, складене дзеркало, супергаусове поле .

ANNOTATION

Kovalov I.O. Open resonant systems of diffraction radiation oscillators with developed interaction space. Qualification research work as a manuscript.

Thesis for scientific degree of candidate of science in physics and mathematics on specialty 01.04.03 – radiophysics. – O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine, Kharkiv, 2021.

In the thesis, a diffraction radiation oscillator with symmetric open resonant system are studied. It is shown a study of parameters influence of periodical structure

in form of double comb on the frequency tuning range of DRO. The peculiarities of using small-sized ORS in DRO, allow avoiding the excitation of higher modes, which are upper in a frequency range. The results of theoretical and experimental studies of modes properties in ORS with a focal mirror composed of several reflectors with the cylindrical surface are presented. It is shown, that ORS with focal mirror composed of two reflectors is the most suitable for operation of DRO on the main TEM_{00q} mode. To decrease diffraction loss and to form super-Gaussian fields in ORS it is suggested to use the method of blending the joint of cylindrical reflectors. Studies of DRO with the asymmetric placement of a double comb on a flat mirror were also performed, namely: the double comb is shifted to the periphery of the field spot of operating TEM_{00q} mode in a direction perpendicular to the motion of the electron beam. The thesis presents a detailed analysis of the peculiarities of modes competition in DRO with asymmetric ORS. The results of development and experimental studies of DRO with periodic structure in form of double comb and frequency tuning on coupled modes in its ORS are also presented.

The main results of the thesis which were obtained for the first time:

1. A study of the influence of double comb parameters on frequency tuning range of DRO was performed, and it was shown, that it significantly depends on the elongation of H_{10} wave in elementary waveguides formed by the opposite slits of the double comb. The optimal parameters of the double comb were found according to the criteria “wide frequency tuning range of DRO plus high quality factor of generated oscillations”.
2. An experimental method for determining the field energy of TEM_{00q} mode, concentrated directly in the slits of double comb was proposed, and it was shown that the energy increase with increasing the height of the double comb.
3. To develop DRO in THz range, there were investigated the peculiarities of forming the elongated field of TEM_{00q} mode in ORS with multifocal mirror

composed of 2 ÷ 4 cylindrical reflectors. It was established, that the field distribution does not correspond to the quasi-optical sum of Gaussian spots, and higher TEM_{0nq} modes, in which the zeros for $E(y)$ coincide with the joints of adjacent cylindrical mirrors, have high quality factor. To form the elongated field of TEM_{00q} mode with super-Gaussian distribution, a simple method of smoothing the joint between cylindrical surfaces was suggested.

4. The experimental method of analysis of resonant field structure directly on a mirror's surface of OR using a moving coupling node has been developed. The method is suitable for the analysis of the resonant field with a resolution of ~ 0.1 mm in both traditional OR and small-sized OR with a minimum distance between the mirrors.
5. A new type of ORS for DRO was suggested, in which the periodic structure in double grating form is shifted to field spot periphery of TEM_{00q} -mode. The asymmetric displacement of double grating on the ORS mirror reduces its destructive influence on the resonant field formation and reduces ohmic loss of resonant mode. It provides increasing of Q-factor and extends the single-mode frequency tuning range in asymmetric ORS.
6. For the first time, the DRO with frequency tuning on the mutual coupled modes that occurs in the ORS due to the shift between the mirrors symmetry planes, was developed and experimentally tested. The effective operation of DRO on one of the branches of coupled modes in a wide frequency range without the influence of higher modes on output parameters of generator has been demonstrated.

The practical significance of obtained results lies in the expanding of the frequency tuning range of diffraction radiation oscillators, increasing of the stability of the generated oscillations, decreasing of the weight and sizes of these devices in the frequency range 30-200 GHz, and in promoting these oscillators to terahertz..

Key words: diffraction radiation oscillator, open resonant system, periodic structure, double comb, millimeter waves, composed mirror, super-Gaussian field.

Список публікацій здобувача за темою дисертації

1. Мирошниченко В.С., Ковалев Е.А. Открытая резонансная система с фокусирующим зеркалом, составленным из нескольких отражателей с цилиндрической поверхностью // *Радиофизика и электроника*. 2014. – Т.5(19), №4. – С.73–82.
2. Ковалев Е.А., Мирошниченко В.С. Диапазон перестройки частоты генератора дифракционного излучения с периодической структурой в виде сдвоенной гребенки // *Радиофизика и электроника*. 2016. –Т.7(21), №2. – С.36–44.
3. Miroshnichenko V.S., Kovalov I.O. Diffraction Radiation Oscillator with Asymmetric Open Resonant System. Part I. Cold Test Results of Open Resonant System. // *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2016. –Vol. 8, No 2. P.02033(7pp).
4. Miroshnichenko V.S., Kovalov I.O. Diffraction radiation oscillator with asymmetric open resonant system. Part 2. The hot test results of diffraction radiation oscillator. // *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2016. –Vol. 8, No 2. P.02034(8pp).
5. Kovalov I.O., Miroshnichenko V.S. and Senkevich Ye.B. Diffraction Radiation Oscillator with Frequency Tuning on Mutual Coupled Modes in an Open Resonant System // *Progress In Electromagnetics Research C*, Vol.87, pp.1-11, 2018.

6. Мирошніченко В.С., Ковальов Є.О. Генератор дифракційного випромінювання // Патент на винахід, UA 114548 C2, H01J 25/00, H01J 25/02. Україна. Бюл. №12. 26.06.2017 р.
7. Kovalov I.O., Miroshnichtnko V.S. The field structure of open resonant system with multifocal mirror // *2015 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF-2015), Dnipropetrovsk, Ukraine, -2015. Sept.29–Oct.2. 2015. –P.1-4.*
8. Kovalov I.O., Miroshnichenko V.S. The Features of Diffraction Radiation Oscillator Operating on the 1st Gaussian Mode of the Open Resonant System // *2016 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2016). Kharkiv, Ukraine. -2016. October 10-14, 2016. –P.57-60.*
9. Miroshnichenko V.S., Kovalov I.O. Diffraction radiation oscillator with the asymmetric open resonant system. // *2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW`2016), Kharkiv. - 2016. -P.1-4, doi: 10.1109/MSMW.2016.7538042.*
10. Kovalov I.O., Miroshnichenko V.S. Excitation of super-Gaussian modes in an open resonant system with a focusing mirror composed of paired cylindrical reflectors // *2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2017), Lviv, Ukraine, -2017. October 17-20 2017. –P.224-227.*

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ	13
ВСТУП.....	14
РОЗДІЛ 1 РЕЗОНАНСНІ ГЕНЕРАТОРИ З ТРИВАЛОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ ДЛЯ МІЛІМЕТРОВОГО ТА СУБМІЛІМЕТРОВОГО (ТЕРАГЕРЦЕВОГО) ДІАПАЗОНІВ. СТАН ПИТАННЯ ТА ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	21
1.1 Фізичні та технологічні труднощі, які супроводжують розробку вакуумних джерел у міліметровому та субміліметровому діапазонах довжин хвиль	21
1.2 Вакуумні генератори з резонатором на поверхневій хвилі у періодичній структурі (резонансна ЛЗХ, клинотрон).....	22
1.3 Клістриони з розподіленою взаємодією на основі об’ємних резонаторів (багаторезонаторні та однорезонаторні клістриони типу ЕІО).....	24
1.4 Генератори дифракційного випромінювання з відкритими резонансними системами.....	24
1.4.1 ГДВ з періодичною структурою у вигляді одиночної відбивної гребінки.....	24
1.4.2 ГДВ з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки	26
1.4.3 Основні задачі які виникають при розробці нових модифікацій генераторів дифракційного випромінювання	28
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 1	29
РОЗДІЛ 2 ГЕНЕРАТОР ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З СИМЕТРИЧНОЮ ВІДКРИТОЮ РЕЗОНАНСНОЮ СИСТЕМОЮ ТА ПЕРІОДИЧНОЮ СТРУКТУРОЮ У ВИГЛЯДІ ЗДВОЄНОЇ ГРЕБІНКИ	30
2.1 Принцип дії та методи дослідження генератора дифракційного випромінювання..	31
2.1.1 Основні співвідношення для розрахунку стартового струму в генераторі дифракційного випромінювання	33
2.1.2 Двохвимірна модель відкритого резонатора з довільним профілем дзеркал.....	35
2.1.3 Методи “холодних” досліджень властивостей резонансних мод у відкритій резонансній системі.....	36

2.1.4 Експериментальна установка для “гарячих” досліджень вихідних характеристик ГДВ	39
2.2 Теплові (омічні) втрати резонансної моди у ВРС з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки.....	41
2.2.1 Розрахунок омічних втрат у здвоєній гребінці, розміщеній на дзеркалі ВРС	41
2.2.2 Експериментальне дослідження омічних втрат у ВРС зі здвоєною гребінкою	44
2.2.3 Структура та розподіл енергії резонансного поля TEM_{006} -моди у ВРС зі здвоєною гребінкою, отримані за допомогою 2-D моделі.....	48
2.3 Вплив висоти здвоєної гребінки на смугу перестроювання ГДВ по частоті.....	51
2.4 Малогабаритний ГДВ з робочою TEM_{001} -модю у відкритій резонансній системі.....	57
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 2	63
РОЗДІЛ 3 ФОРМУВАННЯ ПОДОВЖЕНОГО ПОЛЯ В ДВОХДЗЕРКАЛЬНОМУ ВІДКРИТОМУ РЕЗОНАТОРІ З ФОКУСУЮЧИМ ДЗЕРКАЛОМ, СКЛАДЕНИМ ІЗ ДЕКІЛЬКОХ ВІДБИВАЧІВ З ЦИЛІНДРИЧНОЮ ПОВЕРХНЕЮ	65
3.1 Метод рухомого вузла зв’язку для дослідження розподілу резонансного поля безпосередньо на поверхні дзеркала відкритого резонатора	66
3.2 Особливості збудження основної TEM_{00q} -моди у відкритому резонаторі з фокусуєчим дзеркалом, складеним з кількох відбивачів з циліндричною поверхнею (випадок H -поляризації).....	70
3.2.1 Фокусуєче дзеркало складене із двох відбивачів з циліндричною поверхнею	71
3.2.2 Фокусуєче дзеркало складене із трьох відбивачів з циліндричною поверхнею.....	73
3.2.3 Фокусуєче дзеркало складене із чотирьох відбивачів з циліндричною поверхнею	75
3.3 Особливості збудження вищих мод у відкритому резонаторі зі складеним фокусуєчим дзеркалом (випадок H -поляризації).....	77
3.4 Селекція мод у відкритому резонаторі з фокусуєчим дзеркалом, складеним із декількох відбивачів з циліндричною поверхнею.....	84

3.5 Особливості формування супергаусової TEM_{00q} -моди у ВР зі складеним фокусуєчим дзеркалом при згладжуванні стику циліндричних поверхонь суміжних відбивачів.....	86
3.5.1 Властивості супергаусової TEM_{004} -моди у ВР зі складеним фокусуєчим дзеркалом для 8-мм діапазону довжин хвиль.....	87
3.5.2 Розрахунок параметрів ВР зі складеним фокусуєчим дзеркалом для терагерцевого діапазону.....	93
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 3	95
РОЗДІЛ 4 ГЕНЕРАТОР ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З АСИМЕТРИЧНОЮ ВІДКРИТОЮ РЕЗОНАНСНОЮ СИСТЕМОЮ.....	97
4.1. Типи відкритих резонансних систем з асиметричним розміщенням періодичної структури у плямі поля резонансної моди	98
4.2 «Холодні» дослідження властивостей резонансних мод в асиметричній відкритій резонансній системі з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки.....	99
4.2.1 Розрахунок параметрів дзеркал для асиметричної ВРС та методика «холодних» досліджень.....	99
4.2.2 Вибір оптимального зсуву здвоєної гребінки у плямі поля TEM_{00q} -моди, збуджуваної в асиметричній ВРС.....	101
4.2.3 Динаміка зміни структури резонансного поля TEM_{00q} -моди в асиметричній ВРС по діапазону перестроювання частоти	105
4.3 “Гарячі” дослідження генератора дифракційного випромінювання з асиметричною відкритою резонансною системою.....	109
4.3.1 Дослідження вихідних характеристик ГДВ з асиметричною ВРС при висоті здвоєної гребінки $b = 8$ мм.....	109
4.3.2 Дослідження вихідних характеристик ГДВ з асиметричною ВРС при висоті здвоєної гребінки $b = 10$ мм.....	114
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 4	117
РОЗДІЛ 5 ГЕНЕРАТОР ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З ПЕРЕСТРОЮВАННЯМ ЧАСТОТИ НА ЗВ’ЯЗАНИХ МОДАХ В ЙОГО ВІДКРИТІЙ РЕЗОНАНСНІЙ СИСТЕМІ.....	119
5.1 Вплив вищих мод відкритої резонансної системи на вихідні характеристики генератора дифракційного випромінювання.....	120

5.2	Схема генератора дифракційного випромінювання з керованим зв'язком між модами в його відкритій резонансній системі.....	127
5.3	Дослідження особливостей взаємодії мод у 2-D моделі відкритої резонансної системи для генератора дифракційного випромінювання з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки.....	128
5.3.1	Зміна структури резонансного поля для зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ по діапазону перестроювання частоти.....	128
5.3.2	Дисперсійне рівняння для зв'язаних мод у ВРС поблизу Морсівської критичної точки	130
5.3.3	Особливості обміну енергією між зв'язаними модами у ВРС.....	133
5.4	Розрахунок стартового струму генератора дифракційного випромінювання при роботі на зв'язаних модах $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ в його відкритій резонансній системі.....	137
5.5	Експериментальні дослідження розширення смуги перестроювання частоти в генераторі дифракційного випромінювання при роботі на зв'язаних модах у його відкритій резонансній системі	138
5.5.1	«Холодні» дослідження властивостей зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ у ВРС з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки.....	138
5.5.2	«Гарячі» дослідження ГДВ, що працює на зв'язаних модах $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ у його ВРС.....	141
	ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 5	145
	ВИСНОВКИ.....	146
	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	149
	ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	162

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

ГДВ – генератор дифракційного випромінювання

ВР - відкритий резонатор

ВРС – відкрита резонансна система

ДР – дифракційна решітка

ККД – коефіцієнт корисної дії

КРВ – клістрон з розподіленою взаємодією

КСХН – коефіцієнт стоячої хвилі за напругою

КДР – квазіоптичний дисковий резонатор

ЛБХ – лампа біжної хвилі

ЛЗХ – лампа зворотньої хвилі

ЛПД – лавино-пролітний діод

Q_0 – власна добротність

Q_L – навантажена добротність

β - коефіцієнт зв'язку ВРС з навантаженням

ψ – коефіцієнт використання резонансного поля

НВЧ – надвисокі частоти

ВСТУП

Актуальність теми

Прискорений розвиток комунікаційних технологій, розробка систем контролю за безпекою в місцях великого скупчення людей, активний розвиток нових медичних систем для діагностики злоякісних утворень в тілі людини потребують постійного розвитку та вдосконалення джерел електромагнітного випромінювання в міліметровому та терагерцевому діапазонах. В цьому сенсі розробки електровакуумних генераторів та підсилювачів електромагнітних коливань знову стали на порядку денному після деякого охолодження на початку XXI століття [1-8].

Засновані на новому принципі прямого перетворення кінетичної енергії електронів в швидкі хвилі електромагнітного випромінювання, генератори дифракційного випромінювання (ГДВ), що з'явилися в середині 60-х років XX століття, ще далеко не вичерпали свій потенціал в міліметровому діапазоні та є одними з перспективних джерел для терагерцевого діапазону [9-12]. Притаманна ГДВ висока стабільність електромагнітних коливань та відносно високий рівень вихідної потужності дають широкі можливості розробникам нових технологій в міліметровому та терагерцевому діапазонах. Основні дослідження та розробка серії пакетованих ГДВ були виконані в ІРЕ ім. О.Я. Усикова НАН України. Пакетовані ГДВ за конструкцією поділяються на два типи: класичні ГДВ для діапазону частот 75-340 ГГц з періодичною структурою у вигляді одиночної відбивної гребінки, що частково покриває поверхню дзеркала відкритого резонатора (ВР), та ГДВ з періодичною структурою типу здвоєної гребінки, повернутої на 90° відносно вісі ВР, що мають підвищену ефективність взаємодії в діапазоні частот 25-200 ГГц.

Ступінь узгодження по фазі одиночної гребінки з гладкою поверхнею дзеркала визначає смугу перестроювання ГДВ по частоті та його ККД, тому до цієї проблеми прикута постійна увага до теперішнього часу [13,14]. Здвоєна

гребінка з пів-хвильовою висотою вздовж вісі ВР автоматично узгоджена по фазі з гладкою поверхнею дзеркала ВР, але ця умова виконується тільки у відносно вузькій смузі частот. Тому для дослідження та розробки ГДВ залишаються актуальними задачі розширення смуги перестроювання по частоті, підвищення ККД та стабільності генерованих коливань [15,16], а також, зменшення їх масогабаритних параметрів [17]. Для розробки пакетованих ГДВ в ТГц діапазоні необхідно виконати дослідження та розробити малогабаритні ВРС з подовженим простором взаємодії, в яких резонансні моди мають супергаусовий розподіл резонансного поля.

Мета і завдання досліджень. Експериментальними та теоретичними методами дослідити шляхи розширення функціональних можливостей ГДВ з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки, що працюють в діапазоні 30-200 ГГц, та провести дослідження перспективних ВРС з подовженим простором взаємодії для розробки ГДВ у терагерцевому діапазоні частот.

Для досягнення мети досліджень необхідно було розв'язати наступні задачі:

- дослідити вплив параметрів здвоєної гребінки на ширину смуги перестроювання ГДВ по частоті;
- дослідити властивості малооб'єданих ВРС з мінімальним розміром гаусової плями поля на здвоєній гребінці:
- запропонувати та дослідити нові типи ВРС зі зменшеним впливом здвоєної гребінки на поле та добротність робочої моди;
- розробити експериментальний метод аналізу структури резонансного поля безпосередньо на поверхні дзеркал ВРС;
- дослідити особливості формування подовженого поля на періодичній структурі за допомогою багатофокусного дзеркала.

Об'єктом дослідження є процеси формування резонансних мод та процеси взаємодії з ними електронного потоку у відкритих резонансних системах генераторів дифракційного випромінювання.

Предметом дослідження є структура поля резонансних мод, їх омічні і радіаційні втрати та їх вплив на ширину смуги перестроювання частоти в генераторах дифракційного випромінювання.

Методи дослідження. Для розв'язання поставлених задач були використані та розроблені наступні методи:

- експериментальні методи досліджень резонансних мод у ВРС з врахуванням радіаційних втрат у вузлі зв'язку;
- результати лінійної теорії ГДВ з гаусовим розподілом поля вздовж простору взаємодії;
- метод аналізу властивостей резонансних мод за допомогою двохвимірної моделі ВРС з довільним профілем дзеркал;
- експериментальний метод аналізу структури резонансного поля безпосередньо на поверхні дзеркала ВРС за допомогою рухомого вузла зв'язку;
- експериментальний метод визначення омічних втрат в періодичній структурі типу здвоєної гребінки;
- експериментальні методи дослідження вихідних параметрів ГДВ в "гарячому" режимі роботи.

Наукова новизна одержаних результатів

- Досліджено вплив параметрів здвоєної гребінки на ширину смуги перестроювання ГДВ по частоті, та показано, що вона суттєво залежить від подовження H_{10} -хвилі в елементарних хвилеводах, утворених протилежними щілинами здвоєної гребінки. Встановлено, що оптимальна висота здвоєної

гребінки b по критерію ”широка смуга перестроювання ГДВ по частоті плюс висока добротність генерованих коливань” складає . $0,65 < b/\lambda < 0,90$ (λ - довжина хвилі у вільному просторі).

- Для розрахунку стартових струмів ГДВ запропоновано експериментальний метод визначення частки енергії поля робочої TEM_{00q} -моди, яка зосереджена безпосередньо в щілинах здвоєної гребінки, і показано, що вона зростає зі збільшеннями висоти здвоєної гребінки та становить $(0,9 \div 4,5)$ від енергії резонансного поля в одній варіації сталої хвилі у ВРС.
- Розроблено експериментальний метод аналізу структури резонансного поля безпосередньо на поверхні дзеркала ВР за допомогою рухомого вузла зв'язку. Метод придатний для аналізу резонансного поля з роздільною здатністю $\sim 0,1$ мм як в традиційних ВР, так і в малооб'ємних ВР з мінімальною відстанню між дзеркалами
- Досліджені особливості формування подовженої плями поля TEM_{00q} -моди у ВРС з фокусуєчим дзеркалом, складеним з $2 \div 4$ циліндричних поверхонь (випадок H -поляризації), та встановлено, що розподіл поля на дзеркалі ВРС відповідає квазіоптичній сумі гаусових плям тільки для фокусуєчого дзеркала, складеного з 2-х циліндричних поверхонь. Встановлено, що високу добротність мають вищі TEM_{0nq} -моди, в яких нулі в розподілі електричного поля співпадають зі стиками суміжних циліндричних поверхонь фокусуєчого дзеркала.
- Проведено моделювання ВРС для ГДВ на робочу частоту 340 ГГц, в якій для формування подовженого поля $TEM_{00,11}$ -моди з супергаусовим розподілом поля запропоновано метод згладжування стику двох дзеркал випуклою поверхнею циліндра. При радіусі кривизни циліндричних поверхонь $R_c = 300$ мм отримана довжина простору взаємодії $2\omega_{sx} = 11,7$ мм з показником супергаусового розподілу $s = 3,3$.

- Вперше запропоновано та досліджено особливості роботи ГДВ на асиметричних модах, які виникають у ВРС при зміщенні здвоєної гребінки на периферію плями поля в напрямку, перпендикулярному до руху електронного потоку. Встановлено, що використання ВРС з асиметричними модами знижує деструктивний вплив гребінки на формування резонансного поля, зменшує омичні та радіаційні втрати у ВРС та збільшує смугу перестроювання ГДВ по частоті в 1,5 рази, яка для ГДВ 8-мм діапазону становила $\Delta f/f_{\pi} = 9,4\%$ при вихідній потужності $P_{\max} = 35$ Вт.
- Вперше запропоновано та досліджено особливості роботи ГДВ на міжтиповому коливанні у його ВРС, що виникає при створенні умов для зв'язку між парною TEM_{001} -модом та непарною TEM_{101} -модом, що має невеликі радіаційні втрати. Вибрано оптимальний зв'язок між модами та продемонстрована ефективна робота ГДВ поблизу МКТ на одній із гілок зв'язаних мод в широкій смузі частот без впливу вищих мод на вихідні характеристики генератора.

Практичне значення одержаних результатів

Отримані результати досліджень ГДВ з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки дають можливість суттєво розширити смугу перестроювання по частоті, підвищити стабільність генерованих коливань та зменшити масогабаритні параметри цих джерел в діапазоні частот 30-200 ГГц.

Результати досліджень особливостей формування подовженого розподілу резонансного поля у ВР з багатофокусним дзеркалом дозволяють розробити малогабаритні ВРС з супергаусовим розподілом поля для ГДВ терагерцевого діапазону частот.

Запропонований метод аналізу структури резонансного поля безпосередньо на поверхні дзеркала ВР може бути використаний в багатьох практичних застосуваннях відкритих резонаторів, таких як діелектрометрія,

технологічний контроль мікропроводів, розробка ЛПД-генераторів з КДР та інше.

Отримані результати досліджень властивостей резонансних мод в асиметричних ВР, зокрема мод з керованим зв'язком, будуть корисними при встановленні закономірностей збудження мод в складних ВР з багатьма дзеркалами.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційна робота виконана відповідно до планів науково-дослідних робіт у відділі теорії дифракції та дифракційної електроніки Інституту радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України у рамках держбюджетних тем “Електродинаміка відкритих резонансних систем, періодичних структур із композиційними матеріалами та антенних систем; прямі та зворотні задачі розробки когерентних джерел, елементної бази і вимірювальних пристроїв міліметрового та субміліметрового діапазонів електромагнітних хвиль” (0111U010480) та “Генерація, посилення, детектування та розповсюдження терагерцевого випромінювання: електродинамічне моделювання та експеримент” (0117U004034).

Особистий внесок здобувача

У роботах, опублікованих в співавторстві, особистий внесок здобувача полягає в участі при плануванні та проведенні експериментів, постановки завдань та проведення електродинамічного моделювання, обговоренні отриманих результатів і підготовки наукових матеріалів до публікацій. У роботах [18-27] автором самостійно були проведені розрахунки з використанням 2-D моделі відкритого резонатора з довільним профілем дзеркал. В роботах [23,26] автором було запропоновано оригінальний метод розрахунку профілю поверхні фокуруючого дзеркала для ВР з супергаусовою модою та виконано аналіз структури резонансного поля.

Публікації. Результати дисертації опубліковано в 10 наукових роботах, в тому числі в 5 статтях [18-22] у профільних наукових виданнях, які належать до переліку МОН України, в 1 науковому іноземному журналі, і в 4 збірниках доповідей на міжнародних конференціях [23-26]. Також був отриманий 1 патент України на винахід [27].

Апробація результатів дисертації. Результати досліджень за темою дисертації доповідались на наукових семінарах Інституту радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, а також на міжнародних конференціях:

- The 2016 IEEE 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves “MSMW-2016” (Kharkiv, 2016);

- The 2015 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics “YSF-2015” (Dnipropetrovsk, 2015);

- The 2016 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering “YSF-2016” (Kharkiv, 2016);

- The 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering “YSF-2017” (Lviv, 2017).

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, переліку умовних скорочень, вступу, 5-х розділів, висновків, списку використаних джерел. Обсяг дисертації становить 163 сторінки. Вона містить 73 рисунки і 107 бібліографічних посилань.

РОЗДІЛ 1

РЕЗОНАНСНІ ГЕНЕРАТОРИ З ТРИВАЛОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ ДЛЯ МІЛІМЕТРОВОГО ТА СУБМІЛІМЕТРОВОГО (ТЕРАГЕРЦЕВОГО) ДІАПАЗОНІВ. СТАН ПИТАННЯ ТА ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1 Фізичні та технологічні труднощі, які супроводжують розробку вакуумних джерел у міліметровому та субміліметровому діапазонах довжин хвиль

На даний час компактні джерела електромагнітного випромінювання середньої потужності в міліметровому (ММ) та терагерцевому (ТГц) діапазонах представляють великий інтерес для багатьох додатків. Але ТГц діапазон на сьогодні є найбільш слабо освоєною ділянкою електромагнітного спектру, оскільки в цьому діапазоні різко падає потужність як вакуумних і напівпровідникових джерел випромінювання, так і приладів квантової електроніки.

Існують багато нових підходів до освоєння ТГц діапазону [5], проте не викликає сумнівів, що рівень потужності в десятки і сотні Ватт можуть забезпечити тільки прилади вакуумної електроніки [28-32]. Зокрема, створені сучасні гіротрони, в яких отримана потужність в декілька сотень Ватт в неперервному режимі [33]. Однак вони вимагають надзвичайно високих магнітних полів і наднизьких температур, отже, є досить громіздкими та вартістними. Наприклад, при роботі на основній гармоніці циклотронної частоти для забезпечення частоти генерації в 1 ТГц потрібно магнітне поле 35 Тл. Субміліметрові лазери [34,35] працюють на обмеженій кількості фіксованих частот і є досить складними в експлуатації установками, що ще в більшій мірі відноситься до джерел на прискорювачах електронів - лазерах на вільних електронах [36]. Компактні джерела ТГц випромінювання середньої потужності можуть бути створені на основі малогабаритних приладів вакуумної НВЧ електроніки, таких як лампа біжучої хвилі (ЛБХ) та лампа зворотної хвилі

(ЛЗХ), клітрон, генератор дифракційного випромінювання (ГДВ), оротрон. Розробка цих джерел випромінювання активно продовжується і в теперішній час.

Простими та зручними в експлуатації є генератор типу ЛЗХ [37] та її різновид - клинотрон [38]. Розробка і створення пристроїв типу ЛЗХ з рівнем потужності більше 20 мВт в ТГц діапазоні є сама по собі складна науково-технічна задача. Крім розв'язку проблем фізичного характеру, пов'язаних з суттєвим зменшенням об'єму простору взаємодії, зниженням ефективності відбору енергії від електронного потоку, збільшенням омічних втрат в уповільнювальних системах, необхідно вирішити цілий комплекс технічних і технологічних задач, наприклад, таких як: створення дрібно-структурних уповільнювальних систем та тонких електронних потоків з великою щільністю струму, відведення тепла і розсіяння потужності на уповільнювальних системах, зменшення маси і габаритних розмірів магнітних систем, створення джерел напруги прискорення з необхідними характеристиками та технології збірки і пайки деталей пристрою в єдине ціле і т.п..

До вже створених приладів середньої потужності (десятки мВт) в ТГц діапазоні відносяться різновид ЛЗХ - карсіотрон [39]. В ньому такі рівні вихідної потужності досягаються шляхом застосування циліндричних електронних потоків діаметром у кілька сотих міліметра з щільністю струму до 1000 А/см^2 , одержаної за рахунок поперечної компресії. Це технічне рішення потребує високої точності юстування потоку відносно уповільнювальної системи, ускладнює систему охолодження і розсіяння потужності, призводить до необхідності працювати при напрузі прискорення до 10 кВ.

1.2 Вакуумні генератори з резонатором на поверхневій хвилі у періодичній структурі (резонансна ЛЗХ, клинотрон)

Найбільшого поширення в ТГц діапазоні серед генераторів, що працюють в неперервному режимі, отримали вакуумні джерела типу ЛЗХ. Одним з лідерів

в цій області є АТ НВП “Істок”, котре веде розробку подібних приладів з 50-х років минулого сторіччя [6,40,41]. В субміліметровому діапазоні підприємство випускає серію генераторів, які перекривають діапазон від 258 ГГц до 1400 ГГц. Маса приладів не перевищує 1 кг, але їх вихідна потужність невелика $\sim 0,5 - 10$ мВт.

Розробки резонансних ЛЗХ типу “клинотрон” в ТГц діапазоні розпочалися в ІРЕ НАН України ще у 1970 році [38]. При створенні пристроїв використовувався метод масштабного моделювання і експериментальні результати, отримані у ММ-діапазоні. Оцінки проводилися на основі даних по характеру зміни генерованої потужності, щільності стартового струму та індукції стартового магнітного поля зі скороченням довжини хвилі. По результатам оцінок був зроблений висновок, що для роботи клинотронів у ТГц діапазоні можуть знадобитися електронні потоки з щільністю струму порядку 100 А/см^2 і магнітні поля з індукцією > 1 Тл, при цьому очікуваний рівень вихідної потужності буде складати десятки мВт. В ІРЕ НАН України були розроблені клинотрони потужністю ~ 10 Вт в діапазоні частот до 100 ГГц і потужністю до 1 - 2 Вт в діапазоні до 230 ГГц. В цих діапазонах розроблені клинотрони перевершують по вихідній потужності традиційні генератори типу ЛЗХ.

У роботі [42] були проведені дослідження клинотронів субміліметрового діапазону (300 - 400 ГГц) з хвилевідним і розподіленим квазіоптичним виводом енергії. Також у діапазоні 447 - 518 ГГц показана можливість створення клинотрона з рівнем вихідної потужності 20 - 100 мВт в неперервній смузі електронного перестроювання частоти $\sim 8\%$ [7]. З широкою смугою перестроювання частоти (340 - 410 ГГц) був розроблений пакетований клинотрон неперервної дії [8], максимальна потужність якого складала 43 мВт на частоті 385 ГГц, а ширина електронного перестроювання частоти була більше ніж 20%.

1.3 Клістриони з розподіленою взаємодією на основі об'ємних резонаторів (багаторезонаторні та однорезонаторні клістриони типу ЕІО)

Ще одним успішним прикладом серед електронних генераторів у міліметровому і субміліметровому діапазонах є клістрон з розподіленою взаємодією (КРВ) [43]. Принцип дії КРВ базується на подовженою взаємодією між електронним потоком та резонансною періодичною структурою. КРВ як правило включає в себе ланцюжок із кількох мультиазорних резонаторів, в яких розподіляється інтенсивність електричного поля на сусідні зазори та підсилюється опір зв'язку з електронним потоком [44]. Як надійний та портативний пристрій, однорезонаторний КРВ на 2π -моді (або ЕІО) користується попитом в розробках для ТГц діапазону [45,46]. Однак, ще існує багато проблем при розробці вискоелективних КРВ особливо для частот більше 0,34 ТГц. Вони включають в себе технології, пов'язані з виготовленням мініатюрних, вискоелективних періодичних структур і добре узгоджених вхідних/вихідних резонаторів [32, 47, 48].

1.4 Генератори дифракційного випромінювання з відкритими резонансними системами

1.4.1 ГДВ з періодичною структурою у вигляді одиночної відбивної гребінки

ГДВ є порівняно новими перспективними джерелами електромагнітного випромінювання в мм та субмм діапазонах довжин хвиль. Вони вигідно відрізняються від інших джерел О-типу високою стабільністю частоти, вузьким спектром вихідного сигналу, низьким рівнем шумів, широким діапазоном електромеханічного перестроювання та достатньо великим рівнем вихідної потужності [9-11]. Завдяки унікальним властивостям вихідного сигналу ГДВ знаходять широке застосування у наукових дослідженнях, зокрема, для діагностики плазми [49,50], радіоспектроскопії, для накачки квантових парамагнітних підсилювачів біжучої хвилі мм діапазону [51] та для

забезпечення динамічної поляризації ядерних мішеней, в когерентній радіолокації [52], у пристроях неруйнівного контролю виробів і технологічних процесів, у біологічних дослідженнях [53].

Одним з перших джерел дифракційного випромінювання був оротрон [54], що складався з напівсферичного ВР, у якому відбивна решітка повністю покривала плоске дзеркало і автоматично була узгоджена по фазі з полем як основної TEM_{00q} -моди, так і вищих мод у ВР (TEM_{20q} , TEM_{40q} ...). Однак, технологічно складні у виготовленні широкої решітки, великі омічні втрати в дзеркалі, повністю покритому решіткою, витік енергії вздовж канавок решітки та поперечні резонанси в канавках є суттєвими недоліками оротрона. Тому пакетовані оротрони працюють тільки в імпульсному режимі з вихідною потужністю всього в 20-100 мВт [55].

Типовою конструкцією відкритої резонансної системи (ВРС) для пакетованих ГДВ, розроблених в ІРЕ НАН України, є сфероциліндричний ВР з одиночною дифракційною решіткою (ДР) [56]. Відбивна ДР у вигляді вузької полоси розташована в центральній частині циліндричного дзеркала вздовж твірної. Апертура дзеркал вздовж руху електронного потоку обмежена для розташування електронної гармати, колектора та пригнічення мод ВРС з декількома варіаціями поля вздовж руху електронів. В такій ВРС знижені омічні втрати у решітці, спрощується технологія виготовлення ДР, підвищена концентрація поля резонансної моди на відбивній ДР. Робочою модою в ГДВ з такою ВРС є TEM_{20q} -мода, розміри центральної плями поля для якої дорівнюють ширині ДР. Генерація коливань на TEM_{00q} -моді в такому ГДВ не збуджується внаслідок великих дифракційних втрат у ВРС.

Дзеркало з вузькою ДР є дворівневою відбивною системою, тому для фазового узгодження ДР з полем ВРС було застосовано частковий підйом ДР над поверхнею дзеркала [57], або відбивна ДР розміщувалась на дні прямокутної канавки [14]. Для фазового узгодження вузької ДР з резонансним полем в широкій смузі частот була розроблена ВРС з профільованим циліндричним дзеркалом, на поверхні якого виконана допоміжна решітка у

вигляді прямокутних канавок з періодом $l \sim \lambda$ [13]. ГДВ з такою ВРС працює як на TEM_{20q} -моді, так і на TEM_{00q} -моді, а смуга неперервного перестроювання частоти в такому ГДВ досягає октави.

Дослідження аналогічних генераторів з відкритими електродинамічними системами (так звані «електронні пристрої з резонаторами Фабрі-Перо» і ледатрон) були проведені в Японії, США, Китаї, ФРН, але вони не завершилися практичними розробками [58-61].

1.4.2 ГДВ з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки

Перехід в ГДВ від одиночної ДР до здвоєної гребінки, яка виконана у вигляді двох відбивних ДР, розташованих щілинами назустріч одна одній, дозволив збільшити зв'язок електронного потоку з полем періодичної структури та покращити фазове узгодження обмеженої періодичної структури з полем ВРС завдяки вибору пів-хвильового режиму роботи для здвоєної гребінки [62-64]. В такому ГДВ за рахунок збільшення амплітуди періодичного поля просторових гармонік по товщині електронного потоку збільшується в 2-4 рази ККД. З іншого боку, для ГДВ із здвоєною гребінкою є характерним зниження діапазону комбінованого перестроювання частоти до 4 - 8 %, що викликано як переходом від чверть-хвильового до пів-хвильового режиму роботи ДР, так і суттєвим подовженням швидкої H_{10} -хвилі в елементарних хвилеводах здвоєної гребінки. Крім того, із підвищенням робочої частоти для ГДВ зі здвоєною гребінкою виникають природні обмеження на ефективну ширину електронного потоку, тому ефективність використання здвоєної гребінки в короткохвильовій частині мм діапазону вже вирівнюється з ефективністю використання одиночної ДР. Конструкція ВРС з відбивною здвоєною гребінкою стала типовою для ГДВ з підвищеною потужністю коливальних вузькою спектральною лінією і високою короткочасною стабільністю частоти [11]. Такі ГДВ працюють на робочій TEM_{00q} -моді при відстані між дзеркалами ВРС у $3 \div 5$ довжин хвиль ($q = 6 \div 10$) та достатньо великій апертурі

дзеркал (~ 50 мм) в напрямку, перпендикулярному до руху електронного потоку.

Щоб суттєво зменшити вагу магнітної системи і самого приладу та підвищити ККД за рахунок збільшення зв'язку електронного потоку з резонансним полем були розроблені ГДВ з “мало-об'ємними” ВРС [17]. До складу таких ВРС входить півсферичний ВР з малою апертурою дзеркал, призначений для роботи на TEM_{00q} -моді при $q = 1 \div 2$. Апертура дзеркал вибирається мінімальною для забезпечення добротності коливань у ВРС не вище $Q = 400 \div 1000$. Недоліком “мало-об'ємних” ГДВ є зниження стабільності частоти коливань і згущення спектру мод у ВРС, спричиненого впливом стінок корпусу ГДВ.

В якості перспективних ВРС для ГДВ, які можуть набути широкого поширення в майбутньому, були розроблені і досліджені макети генераторів з двома зв'язаними сфероциліндричними ВР і прозорою решіткою [65]. У такій ВРС збільшується резонансний об'єм та добротність коливань, розширюється смуга електромеханічного перестроювання по частоті, поліпшується селекція резонансних мод. Зв'язані ВРС можуть ефективно використовуватися в підсилювачах і помножувачах частоти, що працюють на ефекті Сміта-Парсела.

Для підвищення зв'язку електронного потоку з резонансним полем та розширення смуги перестроювання по частоті був розроблений ГДВ-орбітрон, в якому здвоєна гребінка була розташована на дні прямокутної канавки, виконаної на дзеркалі ВРС. Прямокутна канавка грає роль узгоджувального трансформатора між здвоєною гребінкою і об'ємом ВРС, що сприяє підвищенню амплітуди поля безпосередньо в здвоєній гребінці та зменшує дифракційні втрати у ВРС [15,16]. Подібний механізм узгодження здвоєної гребінки з резонансним полем був використаний і в ГДВ з кутово-ешелетним дзеркалом у ВРС, а здвоєна гребінка була розміщена на суміжній грані ешелетів [66]. Кутово-ешелетне дзеркало також дає можливість розрідити спектр збуджуваних коливань в ГДВ, особливо в короткохвильовій частині мм діапазону.

1.4.3 Основні задачі, які виникають при розробці нових модифікацій генераторів дифракційного випромінювання

Вже при перших розробках ГДВ для ТГц діапазону [67] було визначено необхідність вирішення ряду наукових та технічних проблем. Чим коротша довжина хвилі, тим меншим (при заданій напрузі прискорення електронного потоку) повинен бути період ДР. Це призводить до ускладнення технології виготовлення ДР, зниження коефіцієнта використання товщини електронного потоку і до необхідності застосування тонких потоків з високою щільністю струму. Для зменшення стартового струму в терагерцовому ГДВ необхідна розробка спеціальних ВРС з подовженим простором взаємодії та супергаусовим розподілом в плямі поля робочої моди. Для збільшення періоду ДР в ТГц діапазоні можна використати ВРС, в яких електронно-хвильова взаємодія забезпечується при ковзних кутах дифракційного випромінювання, або використовувати взаємодію електронного потоку з вищими просторовими гармоніками в ДР зі збільшеним періодом та шириною щілин [68,69].

Для ГДВ зі здвоєною гребінкою, що працюють в міліметровому діапазоні, залишається актуальною задача розширення смуги перестроювання по частоті. Певні труднощі виникають і при розробці ГДВ в довгохвильовій частині мм діапазону, де довжина хвилі перевищує ширину ДР і наближається до ефективної довжини простору взаємодії, що спричиняє підвищення дифракційних втрат у ВРС. При розробці ГДВ з вихідною потужністю в декілька кВт суттєву роль відіграють додаткові втрати, викликані недосконалістю елементів зв'язку з навантаженням. При розташуванні щілини зв'язку в центрі дзеркала ВРС виникають технологічні труднощі при малих розмірах щілини, особливо в ТГц діапазоні, а при зміщенні вузла зв'язку на периферію дзеркала зменшується ефективність збудження і виводу енергії із ВРС.

Висновки до розділу 1

Бурхливий розвиток систем мобільного зв'язку підвищив інтерес до наукових і практичних досліджень в мм та ТГц діапазонах електромагнітних хвиль, тому потребу в компактних джерелах випромінювання середньої потужності для цих діапазонів в значній мірі можуть задовольнити електровакуумні прилади - ЛЗХ, ЛБХ, ГДВ, клинотрон та інші.

Для розробки ГДВ зі здвоєною гребінкою в мм діапазоні залишаються актуальними задачі розширення смуги перестроювання по частоті, розрідження спектру резонансних мод у його ВРС та суттєве зменшення масо-габаритних параметрів пакетованих ГДВ.

Серед небагатьох наявних джерел електромагнітного випромінювання в ТГц діапазоні ГДВ можуть зайняти одне з головних місць завдяки високій стабільності частоти та достатньому для практичних цілей рівню вихідної потужності. Це дозволить повністю опанувати інформаційну потужність створюваних каналів мобільного зв'язку в майбутньому.

Для розробки ГДВ в ТГц діапазоні необхідно вирішити такі задачі, як розробка ВРС з подовженим простором взаємодії та розрідженим спектром власних мод, ефективне використання резонансного поля електронним потоком та зменшення теплового навантаження на ДР, перехід до роботи на вищих просторових гармоніках ДР зі збільшеним періодом та шириною її щілин.

РОЗДІЛ 2

ГЕНЕРАТОР ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З СИМЕТРИЧНОЮ ВІДКРИТОЮ РЕЗОНАНСНОЮ СИСТЕМОЮ ТА ПЕРІОДИЧНОЮ СТРУКТУРОЮ У ВИГЛЯДІ ЗДВОЄНОЇ ГРЕБІНКИ

В даному розділі розглянуто принцип дії та основні методи дослідження генератора дифракційного випромінювання (ГДВ). Проведено дослідження впливу параметрів періодичної структури у вигляді здвоєної гребінки на ширину діапазону перестроювання ГДВ по частоті. Показано, що ширина діапазону перестроювання суттєво залежить від подовження H_{10} -хвилі в елементарних хвилеводах, утворених протилежними щілинами здвоєної гребінки. За допомогою експериментальних методів та 2D-моделювання виконані дослідження властивостей відкритої резонансної системи (ВРС), які дають можливість обрати оптимальні параметри здвоєної гребінки по критерію «широка смуга перестроювання ГДВ по частоті плюс висока добротність робочої моди у його ВРС». Представлені результати дослідження вихідних характеристик ГДВ в K_a -діапазоні з декількома варіантами параметрів здвоєної гребінки.

Розглянуто проблему зменшення масогабаритних параметрів ГДВ зі здвоєною гребінкою шляхом використання малогабаритної ВРС з робочою TEM_{001} -модю, що дозволяє автоматично уникнути збудження вищих мод, розташованих вище по частотному діапазону. Приведені результати експериментальних досліджень та 2-D моделювання властивостей резонансних мод в малогабаритній ВРС. Представлено порівняльний аналіз вихідних характеристик ГДВ з малогабаритною ВРС та типовою ВРС. Основні результати Розділу 2 опубліковані в роботах [19, 24].

2.1 Принцип дії та методи дослідження генератора дифракційного випромінювання

За принципом дії ГДВ відноситься до резонансних автогенераторів з подовженою взаємодією електронного потоку з резонансним полем [70]. Суттєвою відмінністю ГДВ від інших автогенераторів є використання відкритої резонансної системи (ВРС), а для подовженої взаємодії поля з електронним потоком - періодичної структури у вигляді відбивної або здвоєної гребінки, яка розміщена на дзеркалі ВРС (див. Рис.2.1). Для збудження коливань в ГДВ використовують стрічковий електронний потік, який пропускають над поверхнею відбивної гребінки, або в каналі здвоєної гребінки.

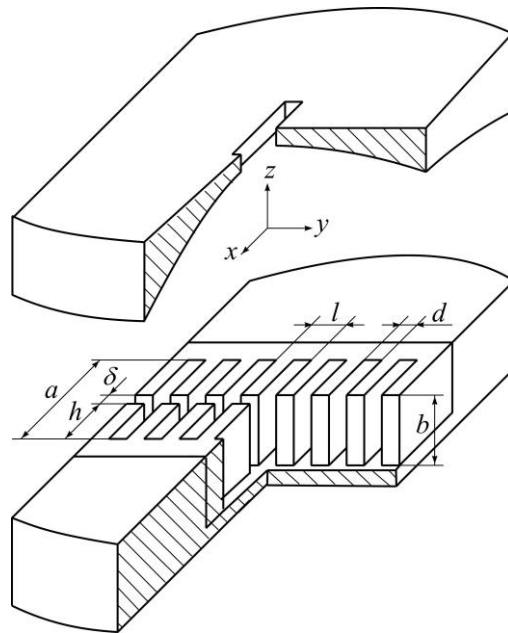


Рисунок 2.1 – Схема ВРС для ГДВ з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки

При синфазному збудженні резонансним полем всіх щілин гребінки швидкість електронного потоку v_e для виникнення електромагнітних коливань в ГДВ повинна відповідати умові синхронізму з фазовою швидкістю v_s для s -тої просторової гармоніки поля резонансної моди ВРС:

$$v_e = v_s = \frac{l}{s\lambda} c, \quad (2.1)$$

де $s = 1, 2, 3, \dots$, l - період гребінки, λ - довжина хвилі коливань у вільному просторі, c - швидкість світла в вакуумі. В широкій смузі частот перестроювання ГДВ здійснюється зміною відстані між дзеркалами ВРС та відповідною до (2.1) зміною напруги прискорення електронного потоку. Для ГДВ зі здвоєною гребінкою існує сітка оптимальних частот f_π , $f_{2\pi}$, $f_{3\pi}$..., на яких здвоєна гребінка не збурює структуру резонансного поля у ВРС та не спричиняє додаткові радіаційні втрати:

$$f_{n\pi} = c \sqrt{\frac{n^2}{4b^2} + \frac{1}{\lambda_{cr}^2}}, \quad (2.2)$$

де $\lambda_{cr} \approx 2a$ - критична довжина H_{10} -хвилі, що рухається вздовж OZ в багатожолобковому хвилеводі, утвореному протилежними щілинами здвоєної гребінки [71,72].

Для дослідження та оптимізації ГДВ були використані відомі результати лінійної теорії [54,73], які пов'язують величину стартового струму для збудження коливань в ГДВ з параметрами його ВРС та щільністю просторового заряду в електронному потоці. Для визначення властивостей ВРС були використані методи “холодних” вимірювань добротності резонансних мод, коефіцієнта зв'язку ВРС з навантаженням та зондові методи визначення структури резонансного поля [74,75]. Також для аналізу та оптимізації ВРС була застосована строга 2-D модель відкритого резонатора з довільним профілем дзеркал [76,77]. Для перевірки результатів 2-D моделювання та “холодних” досліджень ВРС були виконані “гарячі” випробування варіантів ГДВ на розбірному макеті під неперервною вакуумною відкачкою.

2.1.1 Основні співвідношення для розрахунку стартового струму в генераторі дифракційного випромінювання

Умови виникнення коливань в ГДВ визначаються за допомогою лінійної теорії [54,73], яка пов'язує параметри електронного потоку (джерела енергії) з параметрами ВРС, що виконує роль кола зворотнього зв'язку між резонансним полем та електронним потоком. Стартовий струм електронного потоку (I_{st}) для збудження коливань в ГДВ визначається з умови балансу енергії у ВРС:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{2\pi fW}{Q} + P_e \geq 0, \quad (2.3)$$

де W - енергія електромагнітного поля у ВРС, Q - добротність ВРС,

$P_e = -\frac{1}{2} \int_0^L I_y \overline{E_{sy}} dy$ - потужність, що передана електронним потоком резонансному полю, I_y - змінна складова конвекційного струму, $\overline{E_{sy}}$ - середнє значення s -тої гармоніки поля по перетину електронного потоку, L - довжина простору взаємодії.

Згідно висновкам лінійної теорії [54,73] стартовий струм для виникнення коливань в ГДВ складає:

$$I_{st} = \frac{2,1 \cdot 10^{-5} S_b U_s^{3/2}}{L^2 \psi Q F_s(\alpha, \varphi, \varphi_p)}, \quad (2.4)$$

де U_s - напруга прискорення електронного потоку синхронного з s -тою

просторовою гармонікою поля згідно (2.1), $\psi = \frac{\int_{S_b} E_{sy}^2 ds}{\int_{S_{ORS}} E_y^2 ds}$ - коефіцієнт

використання резонансного поля, S_b - площа перетину електронного потоку,

S_{ORS} – площа перетину ВРС, $F_s(\alpha, \varphi, \varphi_p)$ – функція розсинхронізму, яка відповідає потужності взаємодії електронного потоку з резонансним полем.

Параметрами функції розсинхронізму є: геометричний розподіл поля вздовж простору взаємодії - $\alpha = \frac{\sqrt{2}L}{2w_{0y}}$ (тут w_{0y} - радіус гаусової плями поля);

набіг фази змінного струму I_y в кінці простору взаємодії - $\varphi = 2\pi fL/v_e$; набіг фази плазмової хвилі в електронному потоці - $\varphi_p = 2\pi f_p L/v_e$ (тут

$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\Gamma \frac{eI_0}{\varepsilon_0 m_e v_e S_b}}$ - частота плазмових коливань, e - заряд електрону, m_e -

маса електрону, I_0 - постійна складова струму електронного потоку, ε_0 - діелектрична проникність вакууму, Γ - коефіцієнт депресії сил просторового заряду в електронному потоці).

При однорідному розподілі резонансного поля ($\alpha = 0$) і малому просторовому заряді ($\varphi_p < \pi/4$) максимум для F_s (мінімум пускового струму) спостерігається при $\varphi \approx \pi$ та складає: $F_s^{max} = 0,258$. При збільшенні просторового заряду в електронному потоці до $\varphi_p \geq \pi$ спостерігається зменшення ефективності відбору енергії від електронного потоку як $F_s^{max} = 1/2\varphi_p$. Перехід до гаусового розподілу поля вздовж простору взаємодії зменшує ефективності відбору енергії від електронного потоку. Так при малому просторовому заряді ефективність взаємодії складає $F_s^{max} = 0,115$ при $\alpha = 1,5$ та всього $F_s^{max} = 0,022$ при $\alpha = 3,0$ [73].

Для оцінки стартового струму ГДВ згідно (2.4) необхідні параметри ψ , Q та α можна одержати за допомогою методів “холодних” досліджень властивостей ВРС [74,75] та при аналізі структури резонансного поля за допомогою строгої 2-D моделі ВРС [77].

2.1.2 Двохвимірна модель відкритого резонатора з довільним профілем дзеркал

Для дослідження властивостей резонансних мод у ВР та вибору її параметрів був використаний пакет програм для знаходження комплексної частоти та структури поля власних коливань в двоховимірному відкритому резонаторі з довільним профілем дзеркал [77]. В цій 2-D моделі дзеркала відкритого резонатора представлені двома нескінченно тонкими незамкнутими екранами S_1, S_2 з ідеальною провідністю (див. Рис.2.2). Твірною екранів є прямі лінії паралельні до вісі OY , вздовж якої екрани необмежені і однорідні. Розріз екранів в площині XOZ утворює систему двох гладких контурів L_1, L_2 зі скінченною довжиною, що не перетинаються між собою. За необхідністю моделювання ВР зі складним профілем поверхні дзеркал, злами на контурах L_1, L_2 згладжуються дугами з малим радіусом кривизни r . У випадку E -поляризації ($\vec{E} \parallel OY$) задача зводиться до пошуку тільки E_y -компоненти резонансного поля ($E_x = E_z = 0$), яка обертається в нуль на поверхні дзеркал ВР. Для обчислення омічних втрат в дзеркалах H -компоненти резонансного поля знаходяться із рівнянь Максвелла.

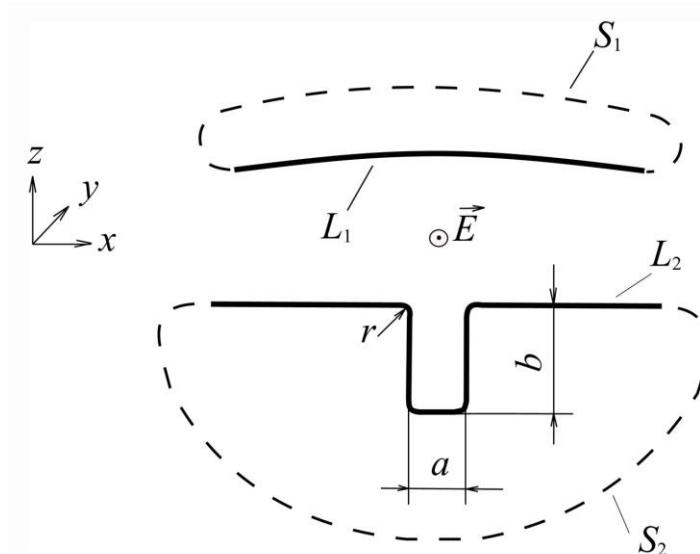


Рисунок 2.2 – Схема 2-D моделі ВР з довільним профілем дзеркал

Для дослідження властивостей резонансних мод в ГДВ зі здвоєною гребінкою (див. Рис.2.1) була використана 2-D модель ВРС в якій здвоєна гребінка була замінена прямокутною канавкою з тією ж шириною a та глибиною b (див. Рис.2.2). Прямокутна канавка як і здвоєна гребінка перетворює плоске дзеркало в дворівневу відбиваючу поверхню, тому для випадку E -поляризації ($\vec{E} \parallel OY$) властивості резонансних мод в 2-D-моделі близькі до властивостей мод в тривимірній ВРС зі здвоєною гребінкою [77].

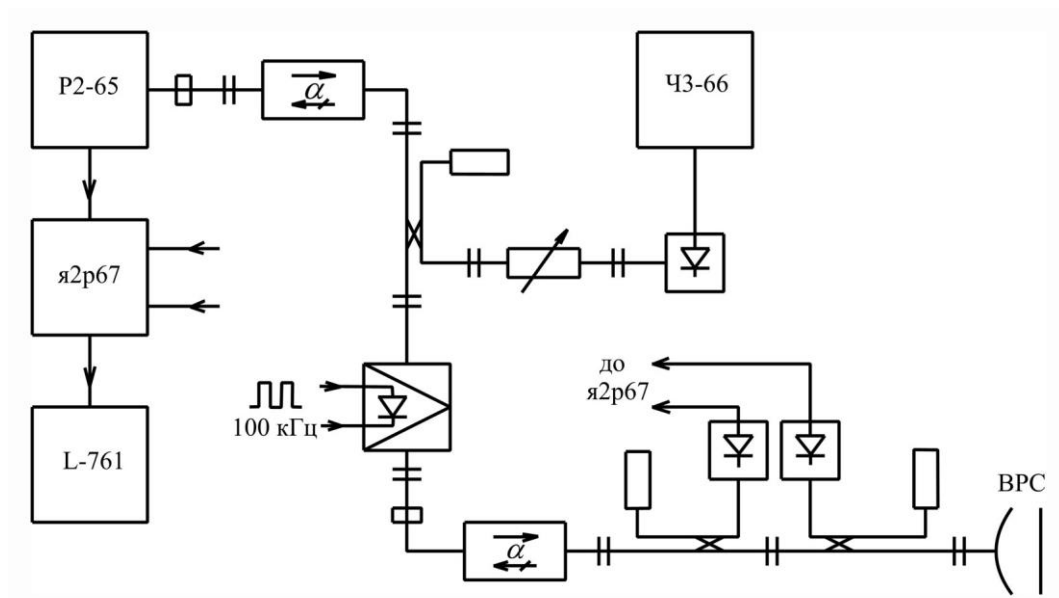
2.1.3 Методи “холодних” досліджень властивостей резонансних мод у відкритій резонансній системі

Основною складовою частиною ГДВ є відкрита резонансна система (ВРС), тому знаходження оптимальних параметрів генератора пов'язане перш за все з якісним дослідженням її спектральних та енергетичних властивостей, таких як спектр коливань, добротність, амплітудний та фазовий розподіл резонансного поля, ефективність збудження та виводу енергії в навантаження. ВРС є досить складним об'єктом для електродинамічного моделювання, тому експериментальні методи “холодних” досліджень її властивостей залишаються актуальними і в наш час.

Для “холодних” досліджень ВРС в K_a -діапазоні частот була використана експериментальна установка, створена на основі вимірювача КСХН типу Р2-65 з підвищеною стабілізацією частоти сигналу та живленням від мережі 220 В × 400 Гц. В схемі установки застосована зовнішня модуляція опорного НВЧ-сигналу, введені додаткові широкосмугові феритові вентилі та використано цифровий відлік частоти (ЧЗ-66) і амплітуди вимірювальних сигналів (плата L-761, 14 біт) (див. Рис.2.3).



а)



б)

Рисунок 2.3 – Зовнішній вигляд (а) та схема установки (б) для “холодних” досліджень властивостей резонансних мод у ВРС

Для ВРС, підключеної до вимірювального тракту (див Рис.2.3,б), навантажена добротність Q_L та коефіцієнт зв'язку β визначались по резонансній кривій для коефіцієнту відбиття Γ в хвилеводі з врахуванням втрат вузла зв'язку на випромінювання у вільний простір [74]. У випадку симетричних кривих для частотної залежності коефіцієнту відбиття у вимірювальному тракту процедура знаходження Q_L та β зводилась до

вимірювань модуля коефіцієнту відбиття при резонансі $|\Gamma_0|$ та при відстроюванні від резонансу $|\Gamma_s|$, а також ширини резонансної кривої Δf на рівні $|\Gamma|^2 = 0,5(|\Gamma_0|^2 + |\Gamma_s|^2)$ [78]:

$$Q_L = \frac{f_0}{\Delta f} ; \quad (2.5)$$

$$\beta = \frac{|\Gamma_s| - |\Gamma_0|}{1 + |\Gamma_0|} - \text{ малий зв'язок ВРС з навантаженням}; \quad (2.6)$$

$$\beta = \frac{|\Gamma_s| + |\Gamma_0|}{1 - |\Gamma_0|} - \text{ великий зв'язок ВРС з навантаженням}. \quad (2.7)$$

Власна добротність ВРС визначалась як: $Q_0 = (1 + \beta) Q_L$. Характер зв'язку (великий або малий) визначається по зміні $|\Gamma|$ при внесенні в об'єм ВРС невеликого поглинаючого пробного тіла. Якщо поглинаюче тіло призводить до збільшення $|\Gamma|$, то маємо малий коефіцієнт зв'язку ВРС з навантаженням (2.6). При зменшенні $|\Gamma|$ за рахунок поглинаючого тіла маємо великий коефіцієнт зв'язку ВРС з навантаженням (2.7).

Для визначення розподілу резонансного поля в об'ємі ВРС використовувався пробний зонд у вигляді провідної кульки малого радіусу r , а структура поля визначалась по зсуву резонансної частоти для досліджуваної TEM_{mnq} -моди [81]:

$$\frac{f(x, y, z) - f_0}{f_0} = -\frac{r^3}{4W_{mnq}} \left(|E(x, y, z)|^2 - \frac{1}{2}|H(x, y, z)|^2 \right) \quad (2.8)$$

де $f(x, y, z)$ – “збурена” частота TEM_{mnq} -моди при розміщенні пробного тіла в точці (x, y, z) , f_0 – резонансна частота незбуреної TEM_{mnq} -моди, W_{mnq} - енергія резонансного поля у ВРС. Відмітимо, що загальноновживаний метод

поглинаючого пробного зонду [79,80] не працює при малій відстані між дзеркалами ВРС внаслідок перехоплення дзеркалами розсіяного зондом поля. Для дослідження розподілу резонансного поля безпосередньо на поверхні дзеркала ВРС був застосований оригінальний метод рухомого вузла зв'язку в плямі поля TEM_{mnq} -моди (див. п.3.1) [18].

2.1.4 Експериментальна установка для “гарячих” досліджень вихідних характеристик ГДВ

Для експериментальних досліджень особливостей збудження коливань в ГДВ використовувався розбірний макет генератора, що працював під неперервною вакуумною відкачкою (див. Рис.2.4). До складу макету входила циліндрична вакуумна камера 1 з внутрішнім діаметром $\varnothing 80$ мм, вузол переміщення сферичного дзеркала 2 та вузол дзеркала 3 зі здвоєною гребінкою 4 та електронною пушкою 5. Циліндричні канавки з вакуумним ущільненням у вузлах обох дзеркал забезпечували паралельну установку дзеркал ВРС. Електронна гармата формувала стрічковий електронний потік 6 з перетином $0,1 \times 3,8$ мм², котрий пропускався в каналі здвоєної гребінки з віссю електронного потоку, розміщеною на пів-висоті здвоєної гребінки. Супроводжуюче магнітне поле ($B \approx 0,5$ Тл) створювалось зовнішнім електромагнітом 7. Проліт електронного потоку в каналі здвоєної гребінки контролювався за допомогою ізольованого колектора 8.

Для зменшення теплового навантаження при осіданні електронного потоку на здвоєну гребінку, вимірювання вихідних параметрів ГДВ проводилось в періодичному режимі роботи. Імпульси напруги прискорення для електронного потоку з амплітудою 2,5-4,0 кВ і частотою слідування 50 Гц подавались від напівперіодного випрямляча без згладжувального фільтра. Тривалість імпульсів генерації складала ~ 2 мс при скважності ~ 10 , що дозволяло проводити прямі виміри вихідної потужності ватметром з

термоелектричним перетворювачем ($P_{max} \leq 10$ Вт). Частота генерованих коливань реєструвалася резонансним хвилеміром.

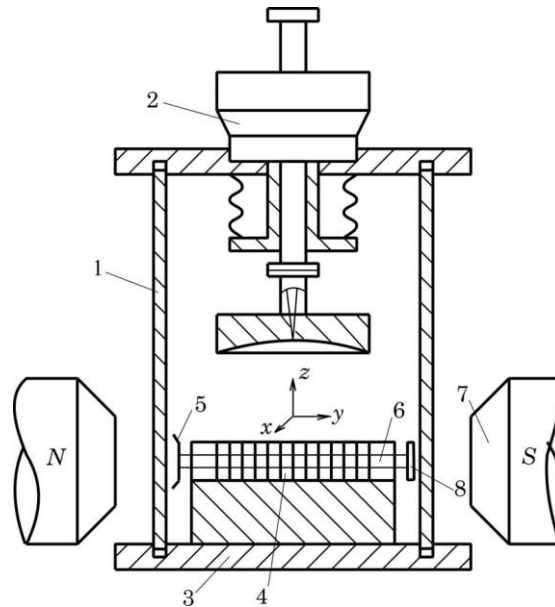


Рисунок 2.4 - Устрій розбірного макету ГДВ: 1 - циліндрична камера; 2 - вузол переміщення фокусуєчого дзеркала; 3 - вузол дзеркала з електронною гарматою; 4 - здвоєна гребінка; 5 - електронна гармата; 6 - стрічковий електронний потік; 7 - електромагніт; 8 - ізолюваний колектор

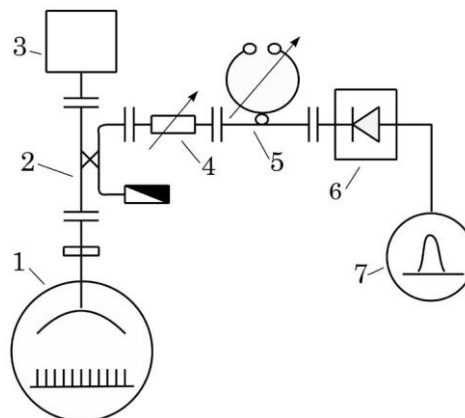


Рисунок 2.5 – Схема вимірювань вихідних характеристик ГДВ в «гарячому» режимі: 1 - розбірний макет ГДВ; 2 - направлений відгалужувач (-30дб); 3 - ватметр; 4 - змінний атенюатор; 5 - резонансний хвилемір; 6 - детекторна секція; 7 - осцилограф

Ідентифікація TEM_{mnq} -моди, збудженої у ВРС електронним потоком, здійснювалась по частоті генерації f_{mnq} , відстані між дзеркалами D_{mnq} та амплітуді напруги прискорення U_{mnq} , при якій швидкість руху електронів потоку v_e відповідає умові синхронізму з відповідною просторовою гармонікою поля в здвоєній гребінці (2.1).

2.2 Теплові (омічні) втрати резонансної моди у ВРС з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки

Теплові (омічні) втрати резонансного поля в періодичній структурі істотно перевищують теплові втрати в гладких дзеркалах і є визначальними для добротності ВРС при апертурі дзеркал вдвічі більшої ніж гаусова пляма поля. Рівень теплових втрат у здвоєній гребінці суттєво залежить від подовження H_{10} -хвилі в елементарних хвилеводах, утворених протилежними щілинами гребінки (див. Рис.2.1), та від величини енергії резонансного поля, зосередженого в щілинах здвоєної гребінки. Тому ми детально дослідили властивості ВРС зі здвоєною гребінкою різної висоти b , але з однаковою частотою пів-хвильового режиму ($f_\pi = 33,5$ ГГц) завдяки вибору глибини щілин h для здвоєної гребінки згідно (2.2).

2.2.1 Розрахунок омічних втрат у здвоєній гребінці, розміщеній на дзеркалі ВРС

Омічна добротність TEM_{00q} -моди у ВРС з гребінкою, яка повністю покриває одне із мідних дзеркал, складає:

$$Q_\Omega = \frac{2}{\delta_{Cu}} \frac{\int |H|^2 dV}{\int |H_\tau|^2 dS} = \frac{2\pi q}{\eta_{\Omega 1} + \eta_{\Omega 2}} = \frac{D}{\delta_{Cu}(1 + \Delta)}, \quad (2.9)$$

де $\delta_{Cu}(f)$ – товщина скін-шару в міді; H – амплітуда магнітної складової резонансного поля в об'ємі ВРС; H_τ – тангенціальна компонента магнітного поля на поверхні дзеркал; D – відстань між дзеркалами ВРС; $\Delta = \eta_{\Omega 2} / \eta_{\Omega 1}$ – перевищення омичних втрат на одиницю площі відбивної гребінки над омичними втратами на одиницю площі гладкого дзеркала ВРС.

Для ВРС зі здвоєною гребінкою (див. Рис.2.1) на частоті $f \approx f_\pi$ (при довжині хвилі $\lambda \approx \lambda_\pi$) параметр омичних втрат Δ для одиниці площі, яку займає здвоєна гребінка на поверхні дзеркала, без врахування впливу пролітного каналу складає [19]:

$$\Delta = \chi + \xi \quad , \quad (2.10)$$

$$\chi = \frac{1}{2} \cdot \frac{(1 - \theta) \cos^2(k_g b) + \theta + b/l + (1/2k_g l) \sin(2k_g b)}{\cos^2(k_g b) + \theta^2 \sin^2(k_g b)} \quad , \quad (2.10a)$$

$$\xi = \frac{1}{2} \cdot \frac{b/l + 2\theta b/a}{(2a/\lambda)^2 - 1} \cdot \frac{1 - (1/2k_g b) \sin(2k_g b)}{\cos^2(k_g b) + \theta^2 \sin^2(k_g b)} \quad , \quad (2.10b)$$

де - $\theta = d/l$; $k_g = \frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{2\pi \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}{\lambda}$; λ_g - довжина H_{10} -хвилі в хвилеводах з перетином $a \times d$, утворених протилежними щілинами здвоєної гребінки.

Розглянемо омичні втрати в K_a -діапазоні для пів-хвильової здвоєної гребінки при $f_\pi = 33,5$ ГГц ($\lambda_\pi = 8,995$ мм) в залежності від її висоти. Параметри здвоєної гребінки склали: $l = 1,00$ мм; $d = 0,50$ мм. Ширина здвоєної гребінки a пов'язана з її висотою b співвідношенням (2.11):

$$b = \frac{\lambda_g}{2} = \frac{\lambda_\pi}{2\sqrt{1 - (\lambda_\pi/2a)^2}} \quad . \quad (2.11)$$

Розраховані згідно (2.10) омичні втрати в здвоєній гребінці зростають при збільшенні її висоти як $(b/\lambda_\pi)^3$ та суттєво перевищують омичні втрати на гладкій поверхні дзеркал ВРС (див. Рис.2.6, крива 1). Так, якщо при висоті здвоєної гребінки $b/\lambda_\pi = 0,6$ омичні втрати становлять $\Delta = 4,47$, то при збільшенні вдвічі висоти здвоєної гребінки омичні втрати зростають до $\Delta = 36,6$.

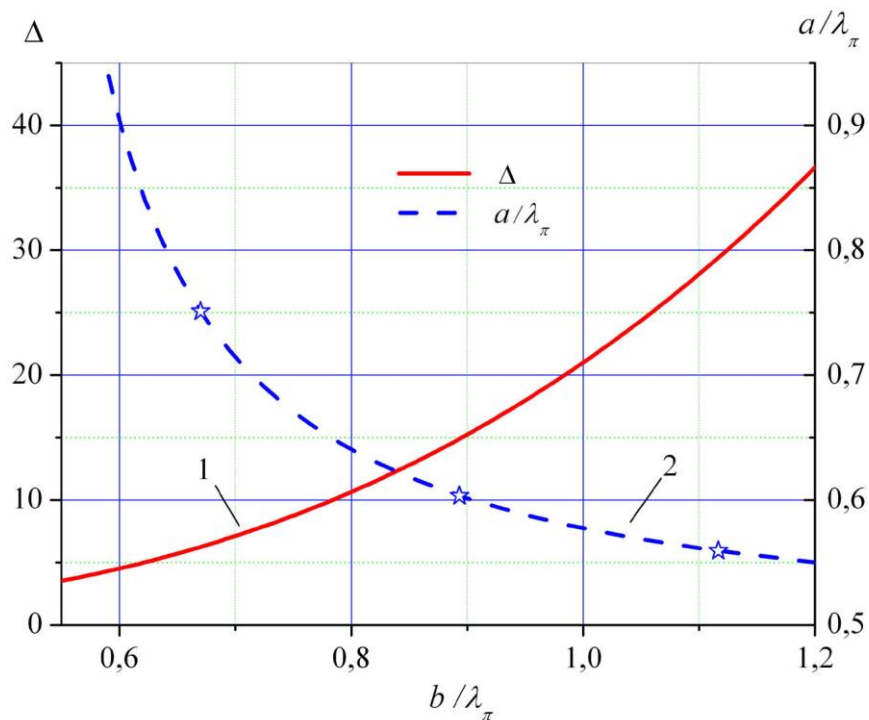


Рисунок 2.6 – Залежність омичних втрат в пів-хвильовій здвоєній гребінці від її висоти (1) на частоті $f_\pi = 33,5$ ГГц ($\lambda_\pi = 8,995$ мм) та необхідна ширина здвоєної гребінки для пів-хвильового режиму (2)

Для експериментальних досліджень омичних втрат у ВРС зі здвоєною гребінкою були вибрані три варіанти параметрів гребінки із пів-хвильовим режимом на частоті $f_\pi = 33,5$ ГГц які позначені зірочками на Рис.2.6:

$$b_1 = 6,00 \text{ мм}, \quad a_1 = 6,76 \text{ мм}, \quad \Delta_1 = 6,24;$$

$$b_2 = 8,00 \text{ мм}, \quad a_2 = 5,41 \text{ мм}, \quad \Delta_2 = 14,9;$$

$$b_3 = 10,00 \text{ мм}, \quad a_3 = 5,01 \text{ мм}, \quad \Delta_3 = 29,4.$$

Період та ширина щілин для вибраних гребінок були однакові: $l = 1,00$ мм; $d = 0,50$ мм.

2.2.2 Експериментальне дослідження омічних втрат у ВРС зі здвоєною гребінкою

Як відомо, залежність власної добротності двохдзеркального ВР на TEM_{00q} -моді від поздовжнього індексу q має вигляд [81]:

$$Q_0(q) = \frac{2\pi q}{\eta_{\Omega 1} + \eta_{\Omega 2} + \eta_{rad1} + \eta_{rad2}}, \quad (2.12)$$

де $\eta_{\Omega 1}$ та $\eta_{\Omega 2}$ – омічні втрати в дзеркалах ВР, η_{rad1} та η_{rad2} – дифракційні (радіаційні) втрати енергії резонансної моди на краях апертури дзеркал. При збільшенні відстані між дзеркалами ВР (росту індексу q для TEM_{00q} -моди) у ВР з гладкими дзеркалами омічні втрати $\eta_{\Omega 1}$ та $\eta_{\Omega 2}$ залишаються сталими, тому початкова ділянка залежності $Q_0(q)$ при малих дифракційних втратах апроксимується прямою лінією, по нахилу якої можна експериментально встановити омічні втрати в дзеркалах ВР.

Для експериментального визначення рівня омічних втрат в гладких дзеркалах був досліджений напівсферичний ВР з мідними дзеркалами [19]. Фокусуюче дзеркало мало радіус кривизни $R_{sph} = 50$ мм та круглу апертуру з діаметром $\varnothing 55$ мм. Апертура плоского дзеркала була зменшена до $\varnothing 34,5$ мм для впевненої реєстрації дифракційних втрат у ВР вже при $q = 5 \div 8$. В експерименті вимірювалась навантажена добротність ВР Q_L та коефіцієнт зв'язку β згідно співвідношенням (2.5) - (2.7). Власна добротність ВР визначалась як: $Q_0 = (1 + \beta) Q_L$. Одержані в експерименті значення для $Q_L(q)$ та $Q_0(q)$ у ВР з TEM_{00q} -модю приведені на Рис.2.7 (резонансна частота $f_{00q} = 32,9$ ГГц). При невеликій відстані D між дзеркалами ($q = 1 \div 3$) спостерігалась лінійна ділянка в залежності $Q_0(q)$, а зниження добротності ВР

на TEM_{004} - і TEM_{005} -моді було пов'язано з виродженням мод поблизу півконфокальної геометрії резонатора при $D \approx 0,5 R_{sph}$. Для мод з індексом $q > 6$ добротність ВР вже суттєво залежить від рівня дифракційних втрат на краях апертури дзеркал. По нахилу лінійної ділянки в залежності $Q_0(q)$ для TEM_{00q} -моди (при малих радіаційних втратах у ВР) був знайдений згідно (2.12) рівень омічних втрат в гладких дзеркалах, котрий для досліджуваного ВР склав:

$$\eta_{\Omega 1} = \eta_{\Omega 2} = \frac{\pi q}{Q_0} = 5,4 \times 10^{-4}, \quad (2.13)$$

що досить близько до оцінки мінімальних омічних втрат на частоті $f = 32,9$ ГГц для міді з провідністю $\sigma_{Cu} = 5,8 \times 10^7$ Сім/м, що становить: $\eta_{\Omega} = 4,91 \times 10^{-4}$.

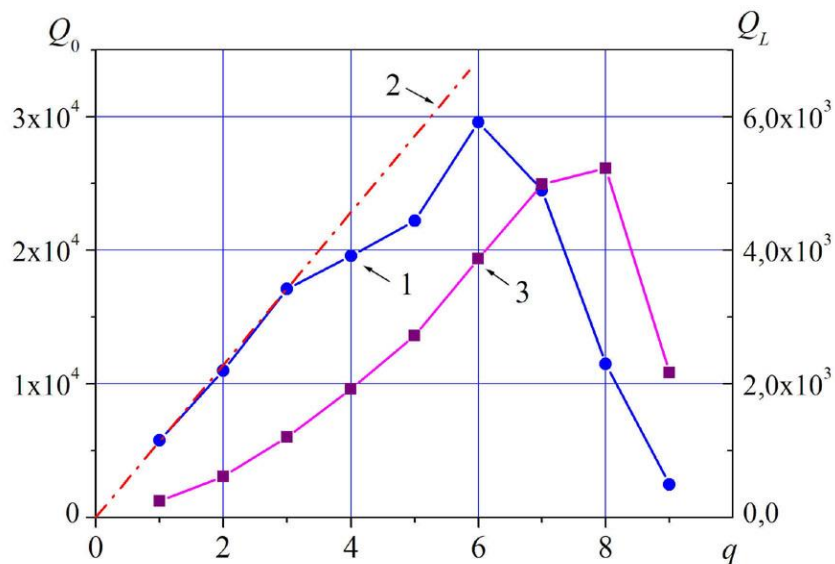


Рисунок 2.7 - Зміна добротностей $Q_0(q)$ (крива 1) та $Q_L(q)$ (крива 3) у ВР з гладкими дзеркалами при зростанні індексу q для TEM_{00q} -моди і пряма апроксимації (2) для лінійної ділянки в залежності $Q_0(q)$

Відмітимо, що початкова ділянка в залежності $Q_L(q)$ для даного ВР не апроксимується прямою, яка проходить через початок координат, що пов'язано зі зменшенням коефіцієнта зв'язку ВР з навантаженням β при збільшенні відстані між дзеркалами.

Для ВРС зі здвоєною гребінкою (див. Рис.2.1) омічні втрати також можна визначити в експерименті по залежності $Q_0(q)$ для TEM_{00q} -моди при проведенні вимірювань на частоті f_π , коли здвоєна гребінка не збурює гаусову структуру резонансного поля в міжзеркальному просторі. Для зручності будемо вважати, що в позначенні TEM_{00q} -моди індекс q відповідає числу варіацій поля тільки між дзеркалами без врахування варіацій поля в щілинах здвоєної гребінки. Для експериментальних досліджень була використана ВРС з наступними параметрами: фокусуюче дзеркало з радіусом кривизни $R_{sph} = 50$ мм та апертурою $\varnothing 55$ мм; плоске дзеркало діаметром $\varnothing 55$ мм було симетрично зрізано вздовж вісі OY до 35 мм для розміщення електронної гармати і колектора при “гарячих” дослідженнях ГДВ зі здвоєною гребінкою. Були вибрані три варіанти параметрів здвоєної гребінки з висотою $b_1 = 6,0$ мм, $b_2 = 8,0$ мм та $b_3 = 10,0$ мм, які відповідали збудженню ВРС в пів-хвильовому режимі на частоті $f_\pi = 33,5$ ГГц (див. п.2.2.1). Період нарізки щілин для всіх варіантів здвоєних гребінок складав - $l = 1,00$ мм, ширина щілин - $d = 0,50$ мм, ширина пролітного каналу - $\delta = 0,28$ мм.

У ВРС зі здвоєною гребінкою висотою $b_1 = 6,0$ мм початкова ділянка залежності $Q_0(q)$ для TEM_{00q} -моди також апроксимується прямою, яка проходить через вісь абсцис при $q = -0,9$ (див. рис.2.8). Це значить, що величина енергії резонансного поля в щілинах здвоєної гребінки (W_{grat}) складає близько 90% від енергії в одній варіації поля між дзеркалами резонатора (W_1). Максимальна добротність ВРС на лінійній ділянці залежності $Q_0(q)$ спостерігалась для TEM_{006} -моди та становила $Q_0 = 5700$. Оцінка омічних втрат у ВРС зі здвоєною гребінкою висотою $b_1 = 6,0$ мм по лінійній ділянці залежності $Q_0(q)$ склала:

$$\eta_{grat} + \eta_{sph} = \frac{2\pi(q+0,9)}{Q_0} = 7,6 \times 10^{-3}, \quad (2.14)$$

де η_{grat} – омічні втрати в дзеркалі зі здвоєною гребінкою, η_{sph} – омічні втрати в сферичному дзеркалі ВРС. Тоді з урахуванням (2.13) перевищення омічних

втрат у дзеркалі зі здвоєною гребінкою над омичними втратами у фокусууючому (гладкому) дзеркалі складає $\Delta_{1exp} = \eta_{grat} / \eta_{sph} = 13,1$.

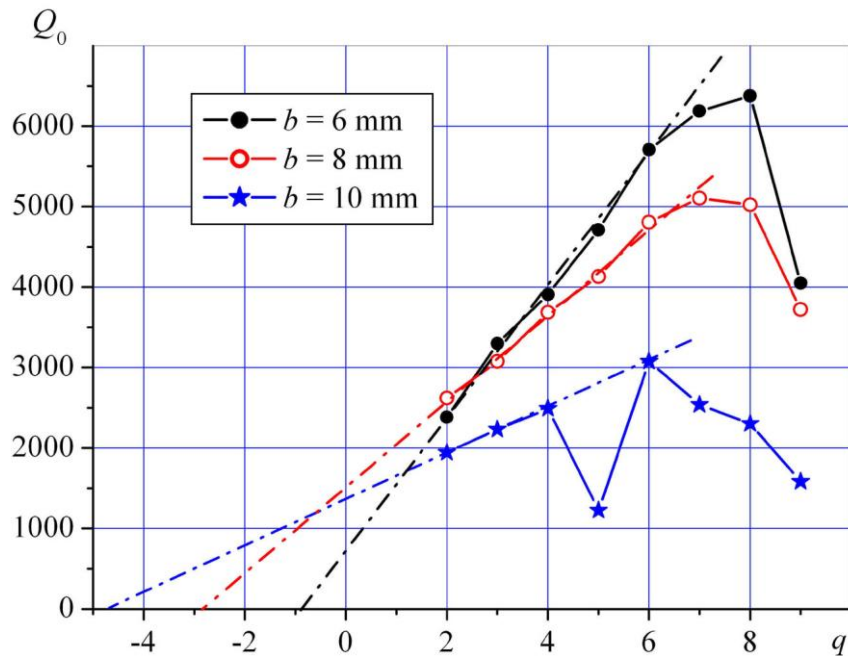


Рисунок 2.8 - Залежність $Q_0(q)$ для TEM_{00q} -моди у ВРС зі здвоєною гребінкою висотою $b_1 = 6,0$ мм, $b_2 = 8,0$ мм та $b_3 = 10,0$ мм

Для ВРС зі здвоєною гребінкою висотою $b_2 = 8,0$ мм, пряма апроксимації лінійної ділянки залежності $Q_0(q)$ для TEM_{00q} -моди перетинає вісь абсцис при $q = -2,8$, що свідчить про перевищення в 2,8 рази енергії резонансного поля, зосередженого в здвоєній гребінці, над енергією однієї варіації поля в міждзеркальному просторі. Максимальна добротність ВРС на лінійній ділянці залежності $Q_0(q)$ також спостерігалась для TEM_{006} -моди та склала $Q_0 = 4800$. Оцінка омичних втрат у ВРС зі здвоєною гребінкою висотою $b_2 = 8,0$ мм склала:

$$\eta_{grat} + \eta_{sph} = \frac{2\pi(q + 2,8)}{Q_0} = 1,15 \times 10^{-2}, \quad (2.15)$$

а перевищення омичних втрат у дзеркалі зі здвоєною гребінкою складає $\Delta_{2exp} = \eta_{grat} / \eta_{sph} = 20,3$.

Для ВРС зі здвоєною гребінкою висотою $b_3 = 10,0$ мм пряма апроксимації лінійної ділянки залежності $Q_0(q)$ для TEM_{00q} -моди перетинає вісь абсцис при $q = -4,5$, тобто енергія резонансного поля в здвоєній гребінці перевищує в 4,5 рази енергію однієї варіації поля в міждзеркальному просторі. При висоті здвоєної гребінки $b_3 = 10,0$ мм максимальна добротність ВРС спостерігалась на TEM_{006} -моді і становила всього $Q_0 = 3080$. Оцінка омичних втрат у ВРС зі здвоєною гребінкою висотою $b_1 = 8,0$ мм склала:

$$\eta_{grat} + \eta_{sph} = \frac{2\pi(q + 4,5)}{Q_0} = 2,14 \times 10^{-2}, \quad (2.16)$$

а перевищення омичних втрат у дзеркалі зі здвоєною гребінкою складає $\Delta_{3exp} = \eta_{grat} / \eta_{sph} = 38,6$.

Отримані в експерименті значення омичних втрат в дзеркалі зі здвоєною гребінкою висотою $b_2 = 8,0$ мм та $b_3 = 10,0$ мм лише на 30% перевищують результати розрахунку згідно (2.10). Для здвоєної гребінки з висотою $b_1 = 6,0$ мм омичні втрати, одержані в експерименті, вдвічі перевищили результати розрахунку, що можна пояснити збільшенням похибки експерименту при малих втратах в здвоєній гребінці.

2.2.3 Структура та розподіл енергії резонансного поля TEM_{006} -моди у ВРС зі здвоєною гребінкою, отримані за допомогою 2-D моделі

Відносну величину енергії резонансного поля, зосереджену в здвоєній гребінці, можна встановити за допомогою 2-D моделі ВРС (див. п.2.1.2). Вибрані параметри 2-D моделі відповідали параметрам тривимірної ВРС і складали (див. Рис.2.9): радіус кривизни циліндричної поверхні фокусуєчого дзеркала - $R_{cyl} = 50$, апертура дзеркала - 55 мм; вибрані розміри прямокутної

канавки на плоскому дзеркалі $a \times b$ (див. Таблицю 2.1) забезпечували півхвильовий режим роботи на частоті $f_{\pi} = 33,5$ ГГц; прямі кути в канавці згладжені дугами з радіусом кривизни $r = 0,1$ мм. Приклад розподілу $|E_y|$ -компоненти поля для TEM_{006} -моди у ВРС з канавкою $a \times b = 5,40 \times 8,00$ мм² приведено на Рис.2.9. Як бачимо, на частоті $f = f_{\pi}$ прямокутна канавка з "півхвильовою" глибиною практично не збурює структуру резонансного поля у міждзеркальному просторі, що дозволяє оцінити співвідношення між часткою енергії резонансного поля, збереженої в прямокутній канавці W_{groove} та в одній варіації поля між дзеркалами ВРС W_1 .

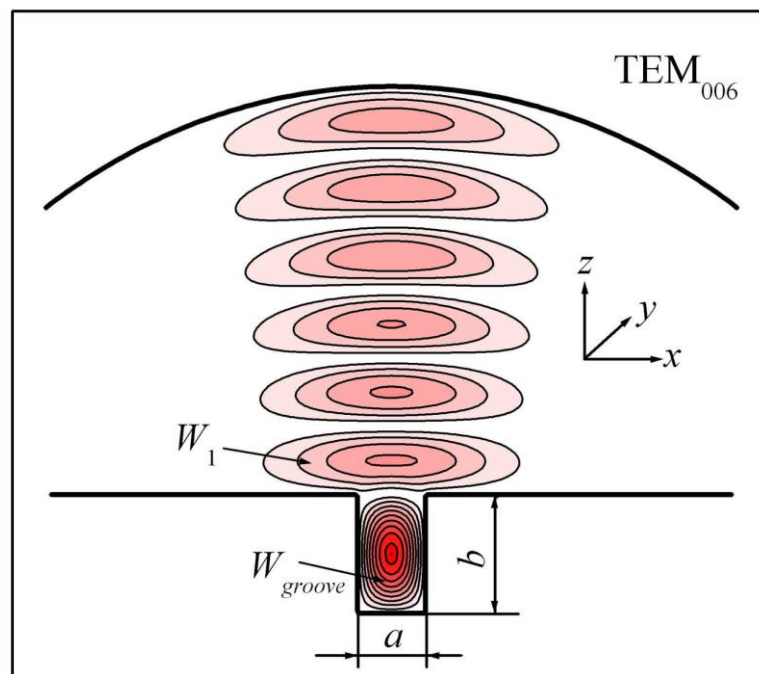


Рисунок 2.9 - Розподіл $|E_y|$ -компоненти поля TEM_{006} -моди, отриманий за допомогою 2-D моделі ВРС на частоті $f_{\pi} = 33,5$ ГГц при $a = 5,40$ мм, $b = 8,0$ мм (лінії однакової амплітуди приведені з дискретністю $0,1 E_{\max}$)

Порівняння даних для розподілу енергії для TEM_{006} -моди у ВРС зі здвоєною гребінкою висотою $b_1 = 6,0$ мм, $b_2 = 8,0$ мм та $b_3 = 10,0$ мм, отриманих за допомогою 2-D моделі з результатами експерименту (п.2.2.2) приведено в

Таблиці 2.1. Спостерігається гарна узгодженість для кожної з розглянутих ВРС результатів 2-D моделювання з експериментом по визначенню частки енергії резонансного поля, зосередженої в здвоєній гребінці.

Одержані дані по розподілу резонансного поля та добротності ВРС дозволяють оцінити добуток ψQ , який є визначальним згідно (2.4) для стартового струму в ГДВ:

$$\psi Q \sim \frac{W_{grat}}{W_{grat} + qW_1} Q_0. \quad (2.17)$$

Приведена в Таблиці 2.1 оцінка величини ψQ по експериментальних даних (п.2.2.2) показала, що є оптимальна висота здвоєної гребінки ($b \approx 8$ мм) для мінімального стартового струму в ГДВ.

Таблиця 2.1 - Зміна розподілу енергії резонансного поля для TEM₀₀₆-моди на частоті $f_\pi = 33,5$ ГГц в залежності від висоти здвоєної гребінки у ВРС

b , мм	a , мм	W_{groove}/W_1	$W_{grat}/W_1 _{exp}$	$\frac{W_{grat}}{W_{grat} + qW_1} Q_0$
6,0	6,72	1,09	0,9	743
8,0	5,40	2,18	2,8	1527
10,0	5,00	4,03	4,5	1320

Прямокутна канавка на плоскому дзеркалі в 2-D моделі ВРС (Рис.2.9) також є резонатором на відрізу двовимірного хвилеводу шириною a та довжиною b , відкритий кінець якого суміщений з провідною площиною дзеркала. Для знаходження його добротності Q_{groove} на H_{10} -хвилі можна скористатися наступним співвідношенням [81]:

$$Q_{groove} = 2\pi \frac{1}{1 - |\Gamma|^2} \cdot \frac{2b}{v_{gr}} \cdot \frac{c}{\lambda}, \quad (2.18)$$

де $\Gamma = \frac{1 - \lambda_g/\lambda}{1 + \lambda_g/\lambda}$ – коефіцієнт відбиття H_{10} -хвилі від відкритого кінця двовимірного хвилеводу, $v_{gr} = c\lambda/\lambda_g$ – групова швидкість переносу енергії H_{10} -хвилі в двовимірному хвилеводі, $\lambda_g = \lambda/\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ – довжина H_{10} -хвилі в двовимірному хвилеводі, c – швидкість світла у вакуумі. При збільшенні висоти здвоєної гребінки (на частоті $f_\pi = \text{const}$) зростає відношення λ_g/λ , зменшується групова швидкість v_{gr} та збільшується коефіцієнт відбиття Γ , що призводить до зростання Q_{groove} та сприяє збільшенню частки енергії резонансного поля, зосередженого в здвоєній гребінці. Так, для параметрів канавки, приведених в Таблиці 2.1, величина Q_{groove} згідно (2.18) складає: $Q_{groove1} = 11,5$ при $b_1 = 6,0$ мм; $Q_{groove2} = 21,8$ при $b_2 = 8,0$ мм; $Q_{groove3} = 36,7$ при $b_3 = 10,0$ мм.

2.3 Вплив висоти здвоєної гребінки на смугу перестроювання ГДВ по частоті

При відстроюванні частоти генерації ГДВ від f_π збурюється структура резонансного поля у ВРС внаслідок зміни фази хвилі, відбитої від здвоєної гребінки. Ширина смуги перестроювання ГДВ по визначається крутизною зміни фази відбитої хвилі при $f \approx f_\pi$. Для оцінки впливу параметрів здвоєної гребінки на ширину смуги перестроювання ГДВ (див. Рис.2.1) скористаємося наближеною оцінкою для фази відбитої хвилі ϕ при нормальному падінні плоскої хвилі ($\vec{H} \parallel OX$) на здвоєну гребінку [82]:

$$\phi = 2 \arctan(\theta \tan(k_g b)), \quad (2.19)$$

де $\theta = d/l$, $k_g = \frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{2\pi\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}{\lambda}$. Тоді крутизна зміни фази відбитої хвилі

для пів-хвильової здвоєної гребінки при $f \approx f_\pi$ становить:

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda_\pi} = -\frac{4\pi\theta b \lambda_g}{\lambda^3} = -\frac{2\pi\theta}{\lambda} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^2. \quad (2.20)$$

Тобто, ширина смуги перестроювання частоти в ГДВ зі здвоєною гребінкою буде збільшуватись обернено пропорційно квадрату подовження H_{10} -хвилі в елементарних хвилеводах гребінки. Розширенню смуги перестроювання частоти в ГДВ сприятиме також зменшення відносної ширини щілин здвоєної гребінки θ .

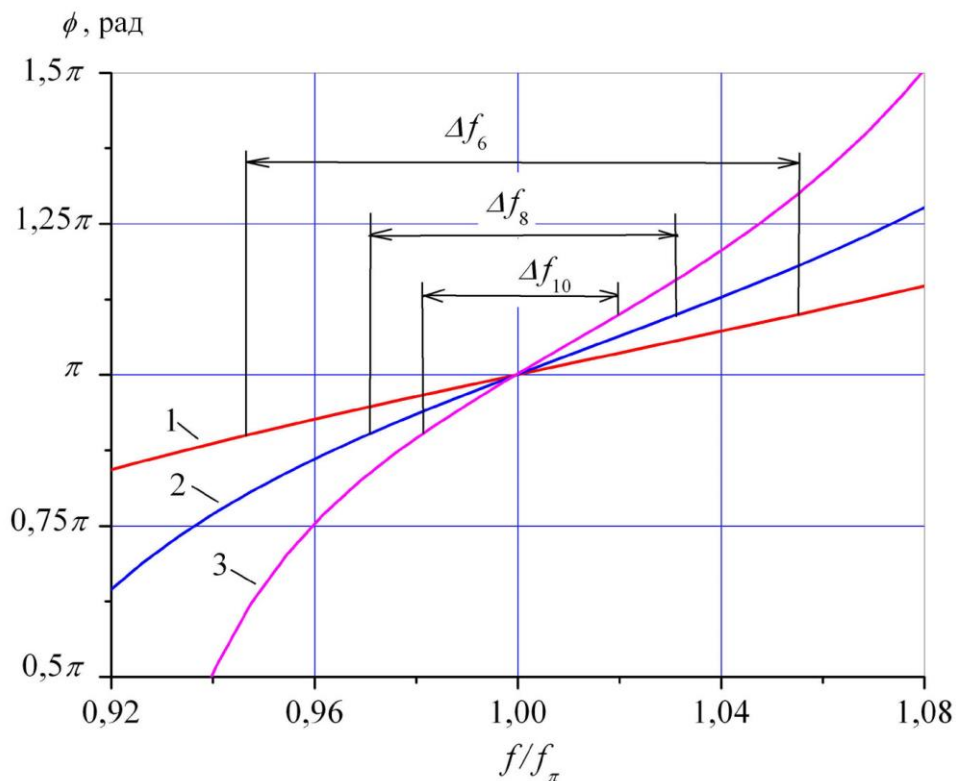


Рисунок 2.10 - Фазові характеристики для здвоєної гребінки висотою $b_1 = 6$ мм (крива 1), $b_2 = 8$ мм (крива 2), $b_3 = 10$ мм (крива 3) поблизу пів-хвильового режиму роботи при $f_\pi = 33,5$ ГГц

Розрахована згідно (2.19) фаза відбитої хвилі поблизу пів-хвильового режиму ($f_\pi = 33,5$ ГГц) для трьох варіантів параметрів здвоєної гребінки ($b_1 = 6,0$ мм, $b_2 = 8,0$ мм, $b_3 = 10,0$ мм, $l = 1,00$ мм; $d = 0,50$ мм) представлена на Рис.2.10. При умові, що різниця фази для хвиль, відбитих від здвоєної гребінки

та плоского дзеркала, не повинна перевищувати $|\Delta\phi| \leq 0,1\pi$, очікувана ширина смуги перестроювання ГДВ зі здвоєною гребінкою висотою $b_1 = 6,0$ мм становитиме $\Delta f/f_\pi = 10,4\%$, для здвоєної гребінки висотою $b_2 = 8,0$ мм маємо смугу перестроювання $\Delta f/f_\pi = 5,8\%$, а для здвоєної гребінки з висотою $b_3 = 10,0$ мм смуга перестроювання ГДВ зменшиться до $\Delta f/f_\pi = 3,7\%$.

Одним з факторів, які визначають ширину смуги перестроювання ГДВ по частоті та пусковий струм генератора, є зміна добротності його ВРС при відстроюванні від пів-хвильового режиму. При фазовому узгодженні здвоєної гребінки з резонансним полем на частоті f_π для добротності ВРС на TEM_{00q} -моді визначальними є омичні втрати резонансного поля в здвоєній гребінці. При відстроюванні частоти генерації від пів-хвильового режиму на добротність ВРС зі здвоєною гребінкою суттєво впливають вже втрати на випромінювання для TEM_{00q} -моди на краях апертури дзеркал.

Експериментальні дослідження характеру поведінки добротності ВРС в смугі перестроювання на TEM_{00q} -моді були проведені для трьох варіантів висоти здвоєної гребінки: $b_1 = 6,0$ мм, $b_2 = 8,0$ мм та $b_3 = 10,0$ мм. Параметри дзеркал ВРС були ті ж самі, що і в п.2.2.2. Було встановлено, що для мод TEM_{004} , TEM_{006} та TEM_{007} залежність $Q_0(f)$ має резонансний характер з максимумом поблизу пів-хвильового режиму, а ширина смуги перестроювання ВРС звужується при збільшенні висоти здвоєної гребінки (Рис.2.11). По критерію “широка смуга перестроювання плюс висока добротність” для даної ВРС оптимальною є робота на TEM_{006} -моді (див. Рис.2.11,б). Для ВРС зі здвоєною гребінкою висотою $b_1 = 6,0$ мм спостерігалась найширша смуга перестроювання по частоті на TEM_{006} -моді: $\Delta f/f_\pi = 12\%$ при добротності $Q_0 > 3000$ (див. Рис.2.11,б). При перестроюванні ВРС на TEM_{005} -моді спостерігались провали в добротності, викликані виродження мод поблизу пів-конфокальної геометрії резонатора при відстані між дзеркалами $D \approx 0,5R_{sph}$.

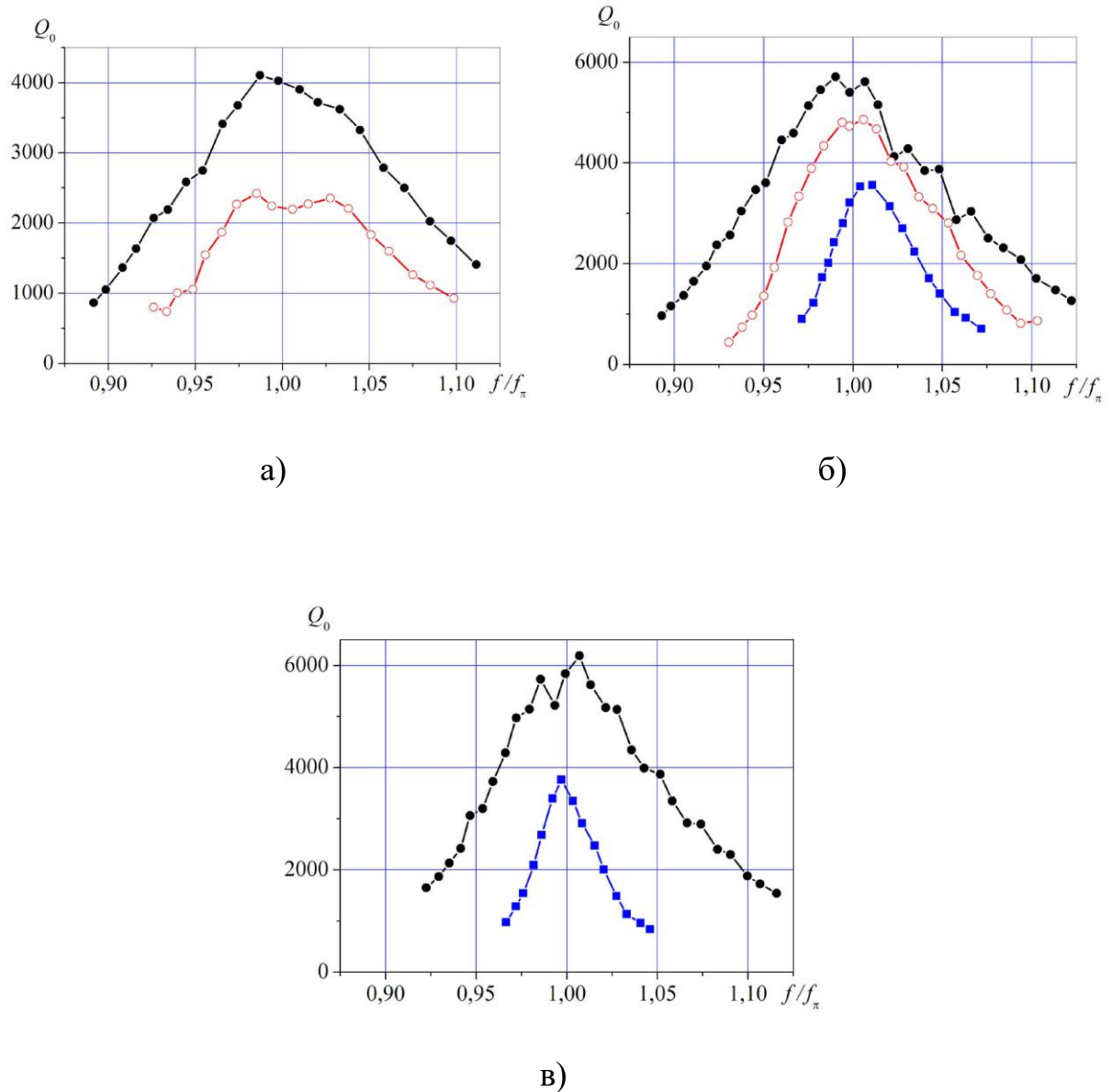


Рисунок 2.11 - Діапазон перестроювання ВРС зі здвоєною гребінкою на TEM_{004} -моді (а), TEM_{006} -моді (б) та TEM_{007} -моді (в) при висоті гребінки $b_1 = 6,0$ мм (крива $-\bullet-$), $b_2 = 8,0$ мм (крива $-\circ-$), $b_3 = 10,0$ мм (крива $-\blacksquare-$)

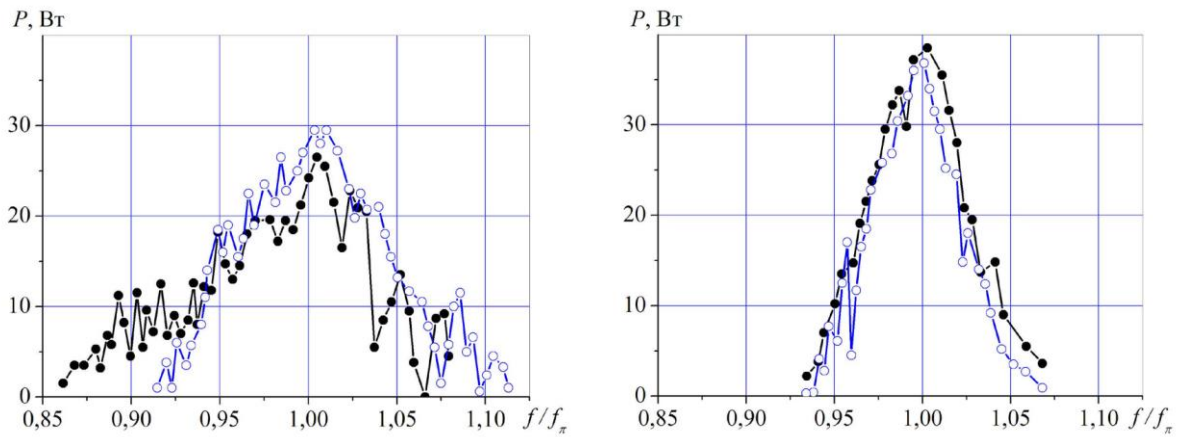
Вплив висоти здвоєної гребінки на смугу перестроювання по частоті був встановлений також при «гарячих» дослідженнях на розбірному макеті ГДВ (п.2.1.4). В макеті ГДВ використовувалась ВРС з трьома варіантами здвоєної гребінки ($b_1 = 6,0$ мм; $b_2 = 8,0$ мм; $b_3 = 10,0$ мм) та дзеркалами, параметри яких приведені в п.2.2.2. Електронна гармата формувала стрічковий електронний потік з перетином $3,8 \times 0,12$ мм. Вісь електронного потоку була розташована на

половині висоти здвоєної гребінки. Ступінь прольоту електронного потоку в каналі здвоєної гребінки становив $\sim 80\%$ при супроводжуючому магнітному полі $B = 0,45$ Тл. Вихідна потужність ГДВ по смузі генерованих частот досліджена при струмі електронного потоку $I_a = 120$ мА.

Для ГДВ зі здвоєною гребінкою висотою $b_1 = 6,0$ мм та довжиною простору взаємодії $L_1 = 17$ мм мінімальний стартовий струм ГДВ спостерігався поблизу f_π та при роботі на TEM₀₀₆-моді складав $I_{st} = 58$ мА. Максимальна вихідна потужність ГДВ також спостерігалась поблизу f_π та складала $P_{max} = 30$ Вт при роботі на TEM₀₀₆-моді, а ширина смуги перестроювання по частоті на рівні $0,5 P_{max}$ складала $\Delta f/f_\pi = 10,5\%$ (Рис.2.12,а). При роботі ГДВ на TEM₀₀₄-моді вплив дифракційних втрат у ВРС знижувався, що сприяло розширенню смуги перестроювання ГДВ в сторону низьких частот.

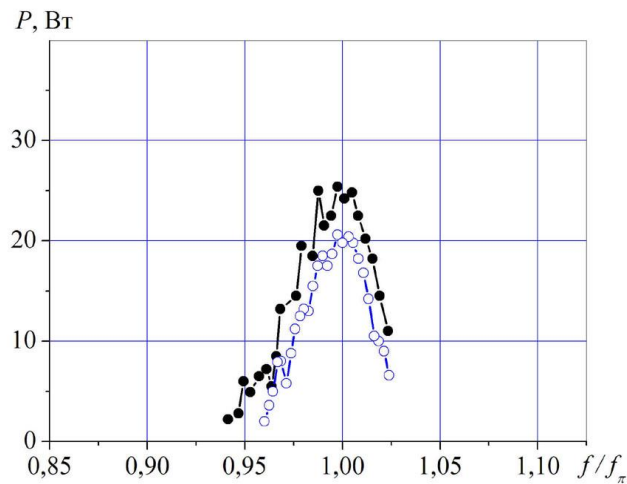
Для ГДВ зі здвоєною гребінкою висотою $b_2 = 8,0$ мм та довжиною простору взаємодії $L_2 = 25$ мм мінімальний стартовий струм також спостерігався поблизу f_π та при роботі на TEM₀₀₆-моді складав $I_{st} = 30$ мА. Максимальна вихідна потужність ГДВ на TEM₀₀₆-моді досягла $P_{max} = 38$ Вт, а ширина смуги перестроювання по частоті на рівні $0,5 P_{max}$ складала $\Delta f/f_\pi = 6,4\%$ (Рис.2.12,б). Ширина смуги перестроювання та максимальна вихідна потужність ГДВ при роботі на TEM₀₀₄-моді та TEM₀₀₆-моді були практично однакові.

В ГДВ зі здвоєною гребінкою висотою $b_3 = 10,0$ мм з довжиною простору взаємодії $L_3 = 30$ мм мінімальний стартовий струм складав $I_{st} = 15$ мА. Максимальна вихідна потужність ГДВ спостерігалась при роботі на TEM₀₀₄-моді та складала $P_{max} = 25$ Вт при ширині смуги перестроювання по частоті $\Delta f/f_\pi = 5,0\%$ (Рис.2.12,в).



а)

б)



в)

Рисунок 2.12 - Зміна вихідної потужності в ГДВ зі здвоєною гребінкою висотою $b_1 = 6$ мм (а), $b_2 = 8$ мм (б), $b_3 = 10$ мм (в) при перестроюванні частоти на TEM_{004} -моді (крива $-●-$) та TEM_{006} -моді (крива $-○-$)

Отримана в експерименті ширина смуги перестроювання частоти в ГДВ зі здвоєною гребінкою висотою $b_1 = 6,0$ мм, $b_2 = 8,0$ мм та $b_3 = 10,0$ мм добре узгоджується з розрахунками згідно (2.19) при умові $|\Delta\phi| \leq 0,1\pi$.

2.4 Малогабаритний ГДВ з робочою TEM_{001} -модою у відкритій резонансній системі

Розробка малогабаритних ГДВ є однією з актуальних задач для їх широкого застосування в наукових та прикладних цілях [17,83,84]. Масогабаритні параметри ГДВ в основному визначаються шириною зазору, який займає корпус приладу в магнітній системі. З цією метою для ГДВ потрібно розробити ВРС з мінімальними розмірами плями поля вздовж руху електронного потоку. Для розробки малогабаритного ГДВ ми використали напівсферичну ВРС (див. Рис.2.1) з робочою TEM_{001} -модою і розміром плями поля на здвоєній гребінці $2w_{0y} \approx \lambda$ (λ - довжина хвилі генерованих коливань у вільному просторі) [24]. Вибір TEM_{001} -моди дозволяє позбутися в ГДВ конкуренції з боку вищих мод та зменшити радіаційні втрати у ВРС.

Як відомо, мінімальна пляма гаусового поля не може бути меншою за довжину хвилі у вільному просторі [81]. Ми дослідили напівсферичний ВР з гладкими дзеркалами в якому радіус кривизни фокусуючого дзеркала складав $R_{sph} = 22,5$ мм, а його апертура - $\varnothing 26$ мм. Розподіл E_y -компонети поля TEM_{001} -моди на частоті $f = 35,3$ ГГц ($\lambda = 8,50$ мм) безпосередньо на поверхні плоского дзеркала був зареєстрований методом рухомого вузла зв'язку (див. п.3.1). Результати експерименту та розрахунків з використанням точної 2-D моделі ВР (див.п.2.1.2) приведені на Рис.2.13. Одержаний розмір гаусової плями поля (на рівні E_{max}/e) в 2-D моделі склав $2w_{0y} = 1,27\lambda$, а в експерименті - $2w_{0y} = 1,20\lambda$. Різниця між даними експерименту і 2D-моделювання можливо була зв'язана зі значними розмірами щілини зв'язку на плоскому дзеркалі вздовж вісі OX : $7,2 \times 0,1$ мм².

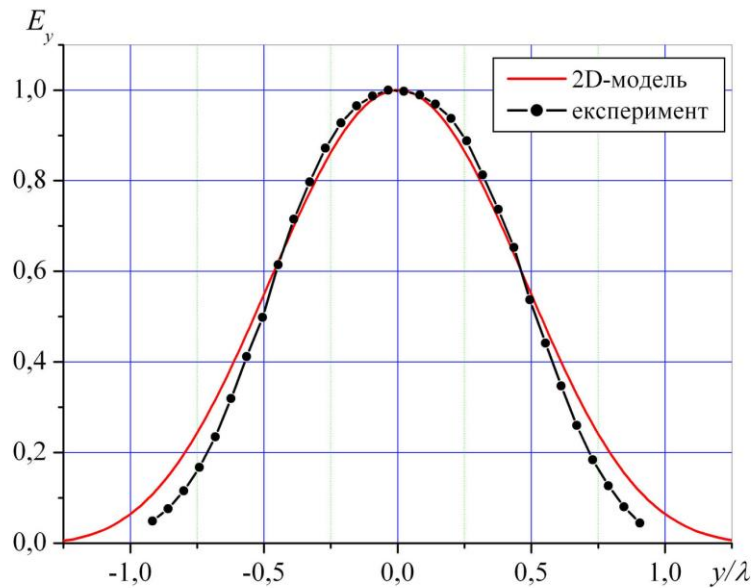


Рисунок 2.13 - Розподіл E_y -компоненти резонансного поля TEM_{001} -моди на плоскому дзеркалі малогабаритного відкритого резонатора

Для “холодних” та “гарячих” досліджень малогабаритного ГДВ з робочою TEM_{001} -модю використовувалась напівсферична ВРС з розмірами фокусуєчого дзеркала $R_{sph} = 22,5$ мм, $\varnothing 26$ мм, а на плоскому дзеркалі була розміщена здвоєна гребінка висотою $b = 10,0$ мм. Вузол зв’язку з розмірами $7,2 \times 0,1$ мм² був розміщений в центрі фокусуєчого дзеркала. Період здвоєної гребінки складав $l = 1,00$ мм, частота пів-хвильового режиму для здвоєної гребінки - $f_{\pi} = 31,05$ ГГц. Для порівняння був досліджений також ГДВ з робочою TEM_{004} -модю в типовій напівсферичній ВРС для K_a -діапазону: $R_{sph} = 50$ мм; $\varnothing 55$ мм.

За допомогою 2-D моделі (див. п.2.1.2) була одержана структура резонансного поля на частоті $f_{\pi} = 31,05$ ГГц для TEM_{001} -моди в малогабаритній ВРС та для TEM_{004} -моди в типовій ВРС (див. Рис.2.14). Порівняння радіаційної добротності цих мод при перестроюванні частоти демонструє резонансний характер зміни радіаційних втрат для TEM_{004} -моди поблизу f_{π} в типовій ВРС та поступове збільшення радіаційних втрат для TEM_{001} -моди при $f < f_{\pi}$ в малогабаритній ВРС (див. Рис.2.15). Малі радіаційні втрати в

малогабаритній ВРС у порівнянні з радіаційними втратами в типовій ВРС дають надію на розширення смуги перестроювання по частоті в малогабаритному ГДВ при роботі на TEM_{001} -моді.

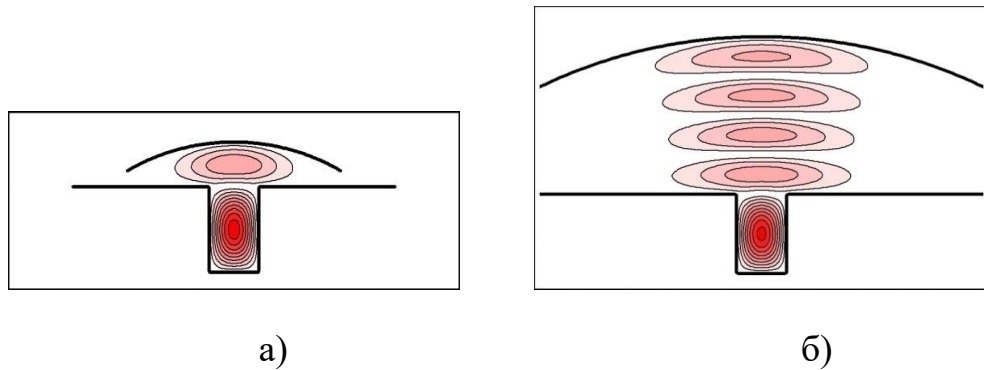


Рисунок 2.14 - Структура резонансного поля TEM_{001} -моди в малогабаритній ВРС (а) у порівнянні зі структурою резонансного поля TEM_{004} -моди в типовій ВРС (б)

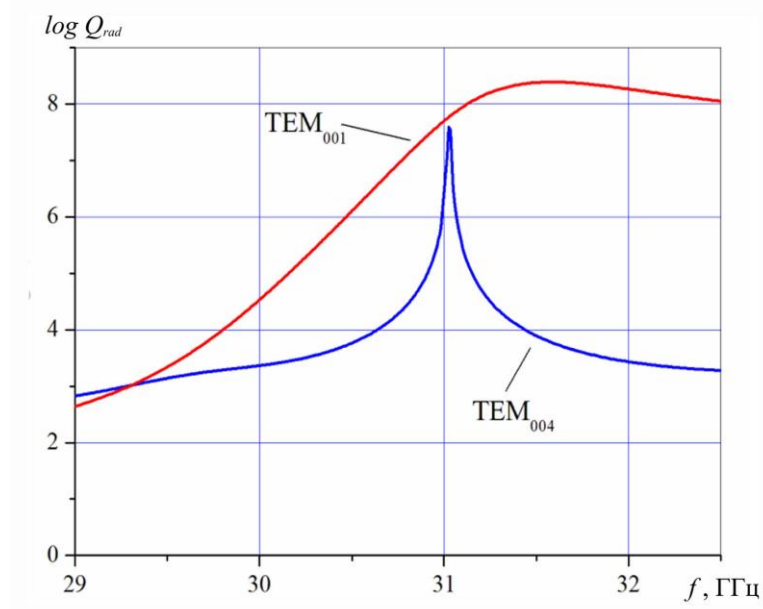


Рисунок 2.15 - Зміна радіаційної добротності в малогабаритній ВРС при перестроюванні частоти на TEM_{001} -моді та в типовій ВРС при перестроюванні частоти на TEM_{004} -моді

При “холодних” дослідженнях було встановлено, що в малогабаритній ВРС максимальна власна добротність для TEM_{001} -моди становила $Q_0 = 970$ і спостерігалась поблизу f_π , а навантажена добротність становила $Q_L \approx 500$ при перестроюванні резонансної частоти в смузі $29,7 \text{ ГГц} < f < 32,2 \text{ ГГц}$ (див. Рис.2.16,а). Поведінка коефіцієнта зв'язку на TEM_{001} -моді мала резонансний характер з максимумом $\beta = 0,93$ поблизу f_π . В типовій ВРС при перестроюванні частоти на TEM_{004} -моді поведінка власної добротності вже мала резонансний характер з максимумом $Q_0 = 2530$ поблизу f_π а на частотах $f < f_\pi$ спостерігалось поступове зниження Q_0 та Q_L (див. Рис.2.16,б).

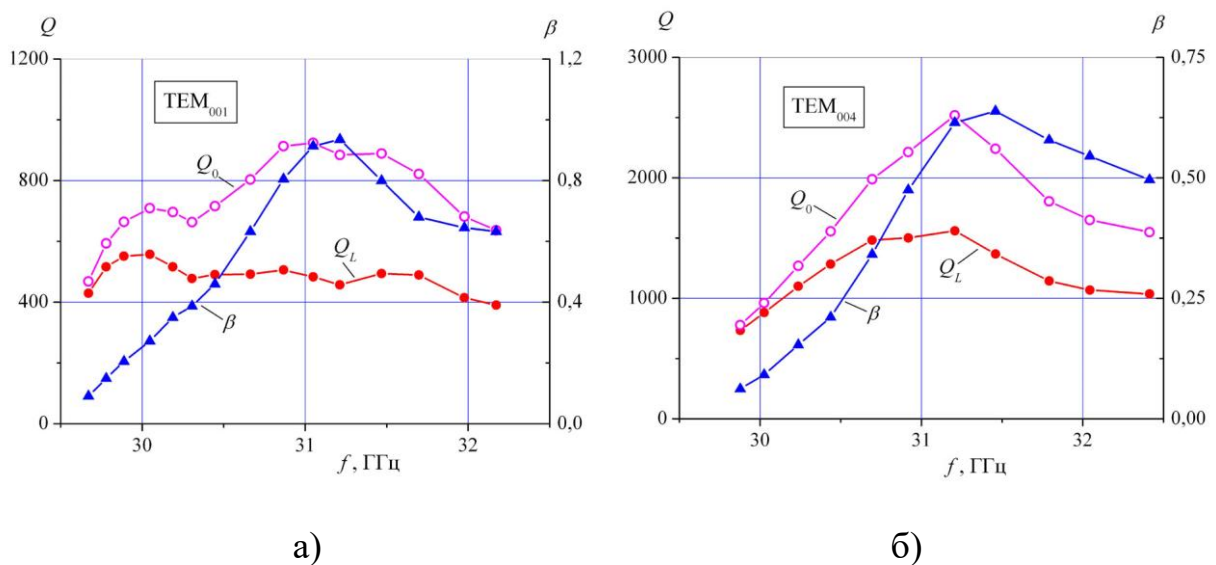
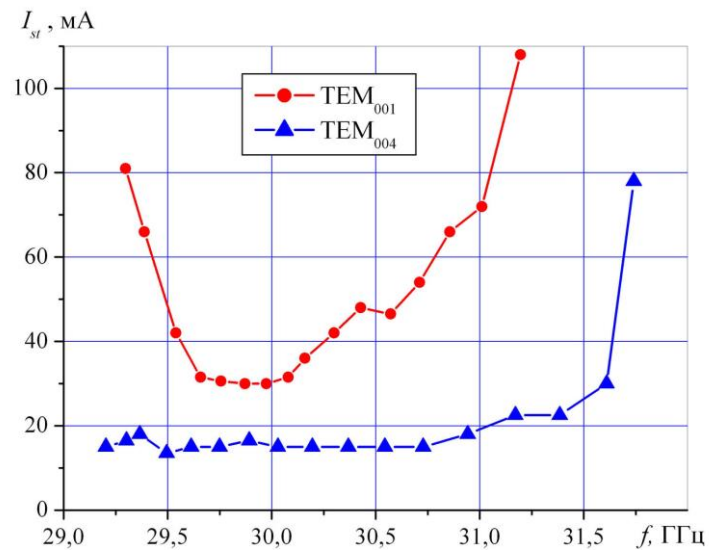


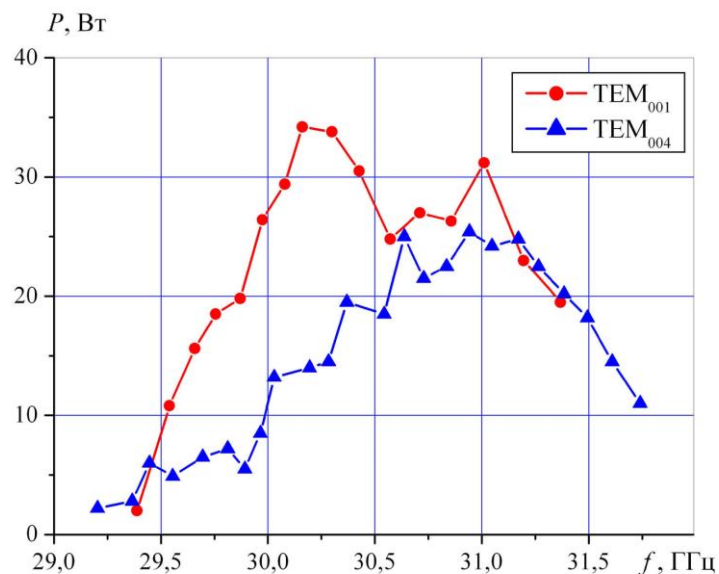
Рисунок 2.16 - Результати “холодних” досліджень TEM_{001} -моди в малогабаритній ВРС (а) та TEM_{004} -моди в типовій ВРС (б)

При “гарячих” дослідженнях в макеті ГДВ використовувалися ті самі дзеркала ВРС, що і при “холодних” дослідженнях властивостей резонансних мод. В малогабаритному ГДВ при роботі на TEM_{001} -моді мінімальний стартовий струм складав $I_{st} = 30$ мА і в 2 рази перевищував стартовий струм в типовому ГДВ при роботі на TEM_{004} -моді (див. Рис.2.17,а). При величині струму в електронному потоці $I_a = 120$ мА максимальна вихідна потужність

коливань в малогабаритному ГДВ досягла $P_{max} = 34$ Вт на частоті $f = 30,2$ ГГц, а максимальна вихідна потужність коливань в типовому ГДВ складала всього $P_{max} = 25$ Вт. Для малогабаритного ГДВ при роботі на TEM_{001} -моді спостерігалось розширення смуги перестроювання в сторону нижніх частот з високою потужністю генерованих коливань (див. Рис.2.17,б).



а)



б)

Рисунок 2.17 - Стартові струми (а) та вихідна потужність (б) в малогабаритному ГДВ при роботі на TEM_{001} -моді та в типовому ГДВ при роботі на TEM_{004} -моді

В малогабаритному ГДВ завдяки скороченню довжини простру взаємодії на TEM_{001} -моді не спостерігалось насичення ККД (η), а при робочому струмі $I_a = 140$ мА він досягав значень $\eta = 9,5\%$ (Рис.2.18). В типовому ГДВ при роботі на TEM_{004} моді насичення ККД ($\eta = 7,5\%$) спостерігалось вже при струмах в електронному потоці $I_a \geq 80$ мА.

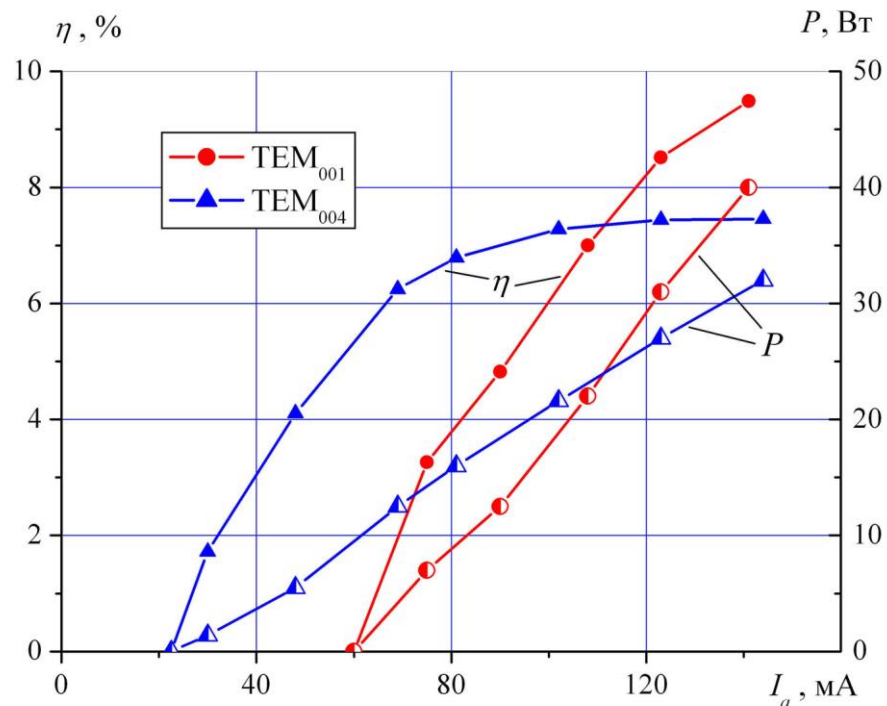


Рисунок 2.18 - Залежність ККД від робочого струму для малогабаритного ГДВ з робочою TEM_{001} -модю та для типового ГДВ з робочою TEM_{004} -модю

Зниження омічної добротності ВРС на TEM_{001} -моді сприяє розширенню в малогабаритному ГДВ смуги електронного перестроювання частоти до $\Delta f_e = 64$ МГц при крутизні $df/dU = 0,21$ МГц/В. Для порівняння, в ГДВ з типовою ВРС смуга електронного перестроювання частоти на TEM_{004} -моді складала $\Delta f_e = 37$ МГц при крутизні $df/dU = 0,1$ МГц/В.

Висновки до розділу 2

Розглянуто принцип дії ГДВ з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки, особливості застосування 2-D моделі та методів “холодних” досліджень при вивченні властивостей його ВРС, методи “гарячих” досліджень особливостей генерації коливань в ГДВ.

Вперше проведено дослідження впливу висоти здвоєної гребінки b на добротність ВРС та на ширину смуги перестроювання ГДВ по частоті. Поведінка добротності ВРС по смугі перестроювання частоти на TEM_{00q} -моді має резонансний характер з максимумом поблизу частоти f_π , яка відповідає режиму повного фазового узгодження “пів-хвильової” здвоєної гребінки з полем ВРС при $b = 0,5\lambda_g$, де λ_g – довжина H_{10} -хвилі в багатожолобковому хвилеводі, утвореному протилежними щілинами здвоєної гребінки. При збільшенні висоти здвоєної гребінки ширина смуги перестроювання ГДВ на TEM_{00q} -моді знижується пропорційно $(\lambda/\lambda_g)^2$.

Запропоновано критерій для оцінки ширини смуги перестроювання ГДВ по параметрам здвоєної гребінки, а саме: різниця фаз для хвиль, відбитих від здвоєної гребінки та поверхні плоского дзеркала не повинна перевищувати $|\Delta\varphi| \leq 0,1\pi$. Встановлено, що оптимальна висота здвоєної гребінки за критерієм “широка смуга перестроювання по частоті плюс висока добротність коливань” відповідає умові: $0,65 < b/\lambda_\pi < 0,90$. При експериментальних дослідженнях ГДВ в K_a -діапазоні максимальна ширина смуги перестроювання по частоті була отримана для здвоєної гребінки $b/\lambda_\pi = 0,67$, і при роботі на TEM_{006} -моді вона склала $\Delta f/f_\pi = 12\%$ при добротності ВРС $Q_0 > 3000$.

Вперше для TEM_{00q} -моди на частоті f_π експериментально визначена відносна частка енергії резонансного поля безпосередньо в щілинах здвоєної гребінки і показано, що вона зростає пропорційно $(b/\lambda_\pi)^3$. По результатам експерименту розраховані омічні втрати у ВРС і показано, що вони різко

зростають з подовженням H_{10} -хвилі в багатожолобковому хвилеводі, утвореному протилежними щілинами здвоєної гребінки та становить $(0,9 \div 4,5)$ від енергії резонансного поля в одній варіації сталої хвилі у ВРС.

Вперше досліджено малогабаритний ГДВ в K_a -діапазоні з робочою TEM_{001} -модю, що мала практично мінімальний розмір плями поля на дзеркалі зі здвоєною гребінкою - $2w_{0y} = 1,2\lambda$. Завдяки скороченню довжини простру взаємодії в малогабаритному ГДВ не спостерігалось насичення ККД зі зростанням робочого струму до $I_a = 140$ мА, при якому вихідна потужність генерованих коливань зросла до $P = 32$ Вт. Ширина смуги електронного перестроювання частоти в малогабаритному ГДВ збільшилась до $\Delta f_e = 64$ МГц при крутизні $df/dU = 0,21$ МГц/В.

РОЗДІЛ 3

ФОРМУВАННЯ ПОДОВЖЕНОГО ПОЛЯ В ДВОХДЗЕРКАЛЬНОМУ ВІДКРИТОМУ РЕЗОНАТОРІ З ФОКУСУЮЧИМ ДЗЕРКАЛОМ, СКЛАДЕНИМ ІЗ ДЕКІЛЬКОХ ВІДБИВАЧІВ З ЦИЛІНДРИЧНОЮ ПОВЕРХНЕЮ

Створення достатньої довжини простору взаємодії в ГДВ терагерцевого діапазону частот є однією з актуальних проблем сучасної дифракційної електроніки. Одним із засобів для розв'язання цієї проблеми є використання складеного фокусуєчого дзеркала в його ВРС. Вже перші експерименти по використанню таких ВРС в ГДВ дали позитивні результати, особливо при скороченні довжини хвилі генерованих коливань [85-87]. Однак детального аналізу властивостей резонансних мод та впливу стиків на складеному дзеркалі проведено не було.

В даному розділі приведені результати експериментальних досліджень властивостей мод у ВР з фокусуєчим дзеркалом, складеним з кількох відбивачів з циліндричною поверхнею. Для випадку *H*-поляризації встановлені структура поля та добротність резонансних мод в смузі перестроювання по частоті $f = 25 \div 38$ ГГц при використанні фокусуєчого дзеркала, складеного з двох, трьох та чотирьох відбивачів.

Показано, що для роботи ГДВ на основній TEM_{00q} -моді найбільш придатною є ВР з фокусуєчим дзеркалом, складеним з двох відбивачів з циліндричною поверхнею. Для зменшення впливу стику циліндричних поверхонь на дифракційні втрати TEM_{00q} -моди вибрано оптимальний радіус згладжування стику, при якому вдається сформувати супергаусовий розподіл резонансного поля, стійкий до технологічних перекосів дзеркал ВР. За допомогою 2-D моделі показана принципова можливість розробки ВРС з супергаусовою модою для ГДВ діапазону 0,34 ТГц.

Результати приведені в Розділі 3 опубліковані в роботах [18, 23, 26].

3.1 Метод рухомого вузла зв'язку для дослідження розподілу резонансного поля безпосередньо на поверхні дзеркала відкритого резонатора

Для реєстрації розподілу резонансного поля вздовж простору взаємодії безпосередньо на поверхні дзеркала досліджуваної ВРС був застосований метод аналізу структури поля по зміні коефіцієнта зв'язку β резонансної моди з навантаженням [18]. Суть методу полягає в переміщенні вузла зв'язку по плямі поля резонансної моди на дзеркалі ВР. Для цього перше дзеркало, на якому досліджується розподіл поля резонансної моди, обирається з достатньо великою апертурою та вузлом зв'язку (наприклад, у вигляді вузької щілини), який розміщується в центрі дзеркала. Друге (фокусуюче) дзеркало, яке складене з кількох відбивачів з циліндричною або сфероїдальною поверхнею, переміщується паралельно першому дзеркалу, чим і забезпечується сканування вузла зв'язку в плямі поля досліджуваної резонансної моди (див. Рис.3.1).

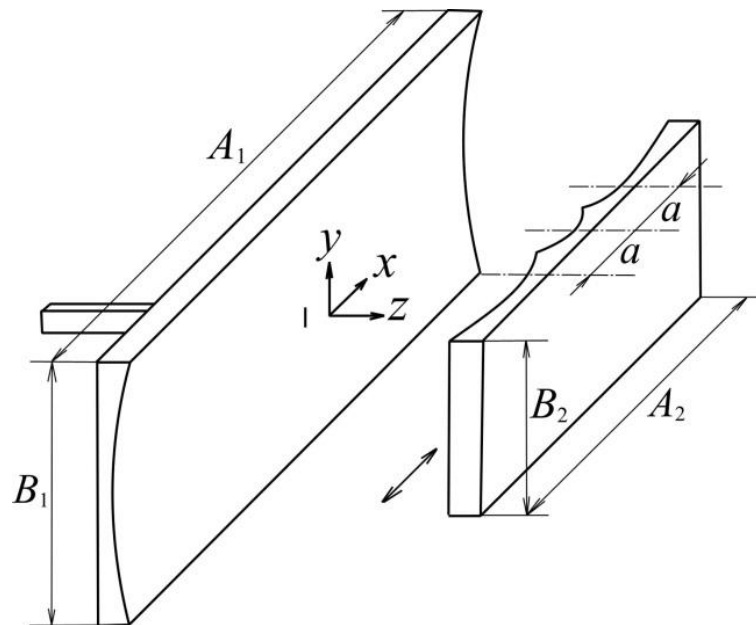


Рисунок 3.1 – Схема ВР з рухомими вузлом зв'язку для аналізу розподілу резонансного поля на поверхні дзеркала

За умови, що власна добротність (Q_0) досліджуваної моди не змінюється при паралельному переміщенні одного із дзеркал, відносна амплітуда поля на дзеркалі ВР, яке містить вузол зв'язку, може бути визначена з наступного співвідношення:

$$\frac{E_x(x)}{E_{xmax}} = \sqrt{\frac{\beta(x)}{\beta_{max}}} \quad (3.1)$$

Для симетричних резонансних кривих, які характеризують частотну залежність коефіцієнта відбиття в підвідному тракті $\Gamma(f)$, встановлення залежності $\beta(x)$ зводиться до скалярних вимірювань коефіцієнта відбиття при резонансі $|\Gamma_0|$ та при відстроюванні від резонансу $|\Gamma_s|$ [74,78]. Параметр $|\Gamma_s|$ описує рівень нерезонансних втрат на випромінювання у вільний простір для обраного вузла зв'язку. Характер зв'язку (великий або малий) визначається по напрямку зміни величини $|\Gamma_0|$ при внесенні в об'єм резонансної моди додаткового (поглинаючого) пробного тіла. Якщо пробне тіло призводить до збільшення $|\Gamma_0|$, то маємо малий зв'язок і коефіцієнт β обчислюється згідно співвідношення (3.2); при зменшенні $|\Gamma_0|$, викликаного пробним тілом, маємо великий зв'язок і коефіцієнт β обчислюється згідно (3.3):

$$\beta(x) = \frac{|\Gamma_s| - |\Gamma_0(x)|}{1 + |\Gamma_0(x)|} \quad (3.2)$$

$$\beta(x) = \frac{|\Gamma_s| + |\Gamma_0(x)|}{1 - |\Gamma_0(x)|} \quad (3.3)$$

Відмітимо, що для збудження стійких мод у ВР з фокусуючим дзеркалом, складеним з кількох циліндричних відбивачів, необхідно використовувати

перше дзеркало у вигляді подовженої циліндричної поверхні, твірна якої складає кут в 90° до твірної складеного фокусуєчого дзеркала (див. Рис. 3.1).

Апробація методу рухомого вузла зв'язку була проведена у ВР з двома циліндричними дзеркалами, кут між твірними яких становив 90° . Радіус кривизни першого дзеркала складав $R_{c1} = 160$ мм, апертура дзеркала становила $A_1 \times B_1 = 200 \times 56$ мм², матеріал – мідь (див. Рис.3.1). Радіус кривизни другого (фокусуєчого) дзеркала складав $R_{c2} = 110$ мм, діаметр дзеркала – 70 мм, матеріал – дюралюміній. На частоті $f = 37,5$ ГГц були проведені вимірювання навантаженої добротності (Q_L) та β для TEM_{00q} -моди в залежності від відстані між дзеркалами ВР (повздовжнього індексу q), і обчислена власна добротність TEM_{00q} -моди: $Q_0 = (1 + \beta)Q_L$. Одержане в експерименті лінійне зростання параметру Q_0 для TEM_{00q} -моди при збільшенні індексу q (див. Рис.3.2) свідчить про малий рівень дифракційних втрат в даному ВР у порівнянні з омічними втратами в дзеркалах аж до $q = 8$. Отже, отримані значення власної добротності Q_0 для TEM_{00q} -моди дають нам оцінку омічної межі по добротності у ВР з мідним та дюралюмінієвим дзеркалами. Так, наприклад, для TEM_{004} -моди омічна межа по добротності склала $Q_0 = 15120$ на частоті $f = 37,5$ ГГц (див. Рис.3.2).

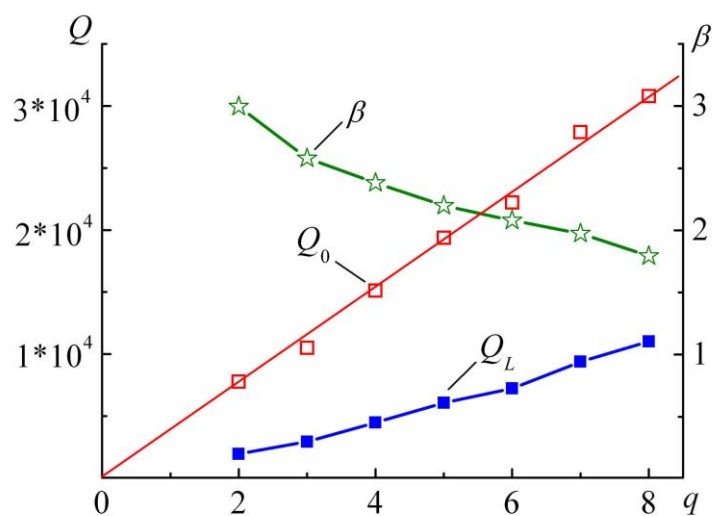


Рисунок 3.2 – Залежність параметрів TEM_{00q} -моди від індексу q

Розподіл E_x -компоненти резонансного поля для TEM_{002} -моди та TEM_{004} -моди було встановлено по експериментальній залежності $\beta(x)$, і виявлено, що він практично співпадає з розрахунком згідно квазіоптичному наближенню $E(x) = E_{max} \exp(-x^2/\omega_{0x}^2)$ (див. Рис.3.3). Тут радіус плями поля ω_{0x} було знайдено згідно квазіоптичному наближенню (3.4):

$$\omega_{0x} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{D(R_{c2} - D)}}, \quad (3.4)$$

де D – відстань між дзеркалами ВР, λ – довжина хвилі у вільному просторі на резонансній частоті досліджуваної моди. Невелика розбіжність експериментальних даних з квазіоптичним наближенням при $|x| \approx 6$ мм була спричинена зниженням точності вимірювань малих значень $|\Gamma_0(x)|$ поблизу режиму повного узгодження в підвідному тракті. Тому для зменшення помилок при вимірюванні $E(x)$ бажано вибирати вузол зв'язку з $\beta(x) \leq 0,9$ в максимумі амплітуди поля досліджуваної моди у ВР.

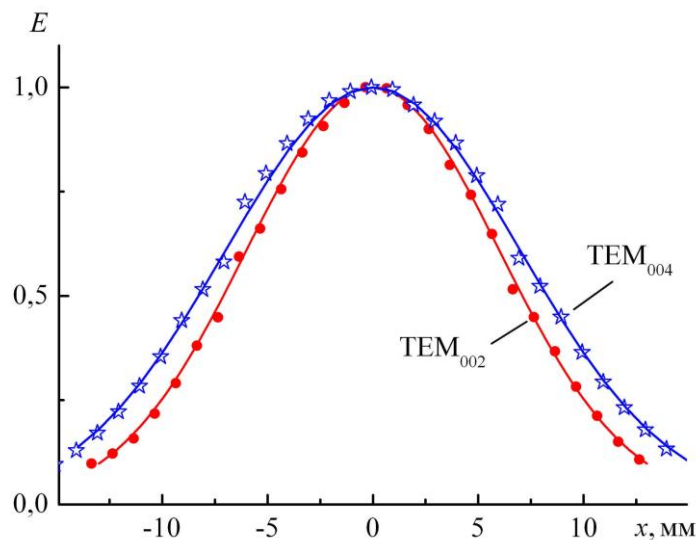


Рисунок 3.3 – Розподіл резонансного поля для TEM_{002} - та TEM_{004} -моди у ВРС (суцільні лінії – квазіоптичне наближення)

3.2 Особливості збудження основної TEM_{00q} -моди у відкритому резонаторі з фокусуючим дзеркалом, складеним з кількох відбивачів з циліндричною поверхнею (випадок H -поляризації)

Аналіз розподілу поля $E_x(x)$ (див. Рис.3.1) для резонансних мод здійснювався на поверхні циліндричного дзеркала (першого) з радіусом кривизни $R_{c1} = 160$ мм та апертурою $A_1 \times B_1 = 200 \times 56$ мм². Щілинний вузол зв'язку з розмірами $0,1 \times 7,2$ мм² розміщувався в центрі дзеркала, матеріал дзеркала – мідь. Велика довжина дзеркала вздовж напрямку реєстрації структури резонансного поля (вісь OX) забезпечувала малі дифракційні втрати досліджуваної моди при переміщенні вздовж OX другого (фокусуючого) дзеркала ВР. Невелика ширина вузла зв'язку вздовж напрямку аналізу ($\approx 0,1$ мм) забезпечувала високу роздільну здатність методу при дослідженні мод з H -поляризацією резонансного поля ($\vec{H} // OY$).

Були використані три варіанти складеного фокусуючого дзеркала: із двох, трьох та чотирьох циліндричних відбивачів [18,23], радіуси циліндричних поверхонь складали $R_{c2} = 110$ мм, а їх вершини були рознесені на відстань $a = 20$ мм (див. Рис.3.4). Матеріал складеного дзеркала – дюралюміній.

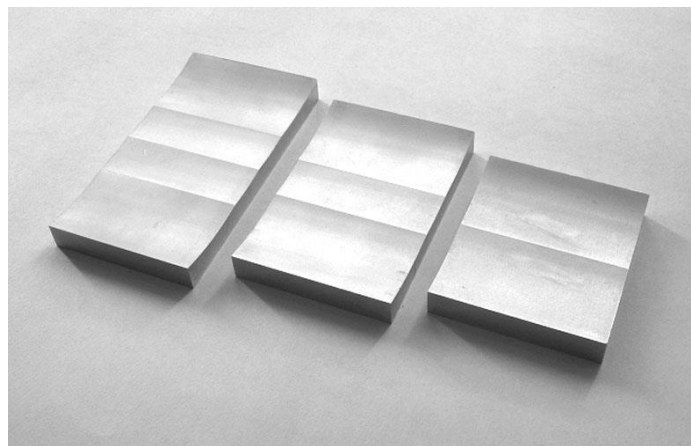


Рисунок 3.4 - Зовнішній вигляд трьох варіантів складеного фокусуючого дзеркала

3.2.1 Фокусуюче дзеркало складене із двох відбивачів з циліндричною поверхнею

Розглянемо ВР у якому фокусуюче дзеркало було складене з двох відбивачів з сумарною апертурою: $A_2 \times B_2 = 70 \times 60 \text{ мм}^2$. Для TEM_{004} -моди вибір радіусу кривизни ($R_{c2} = 110 \text{ мм}$) та відстані між вершинами циліндричних відбивачів ($a = 20 \text{ мм}$) забезпечував на частоті $f = 37,5 \text{ ГГц}$ перетин сусідніх гаусових плям на рівні E_{max}/e . (Так, розрахований радіус плями поля для одного відбивача згідно (3.4) становив $\omega_{0x} = 9,94 \text{ мм}$). Вибрана ширина складеного дзеркала $B_2 = 60 \text{ мм}$ забезпечувала низький рівень дифракційних втрат для TEM_{004} -моди вздовж вісі OY (див. Рис.3.1).

Аналіз властивостей TEM_{004} -моди було проведено в смузі частот $f = 25 \div 38 \text{ ГГц}$. В експерименті реєструвалися параметри Q_L та β , а для порівняння енергетичних характеристик збуджуваних мод була обчислена власна добротність TEM_{00q} -моди $Q_0 = (1 + \beta)Q_L$. Для TEM_{004} -моди відносно висока добротність спостерігалась в смузі частот $f = 32,5 \div 36,5 \text{ ГГц}$ з максимумом добротності $Q_0 = 4450$ на частоті $f = 36,0 \text{ ГГц}$. (див. Рис.3.5).

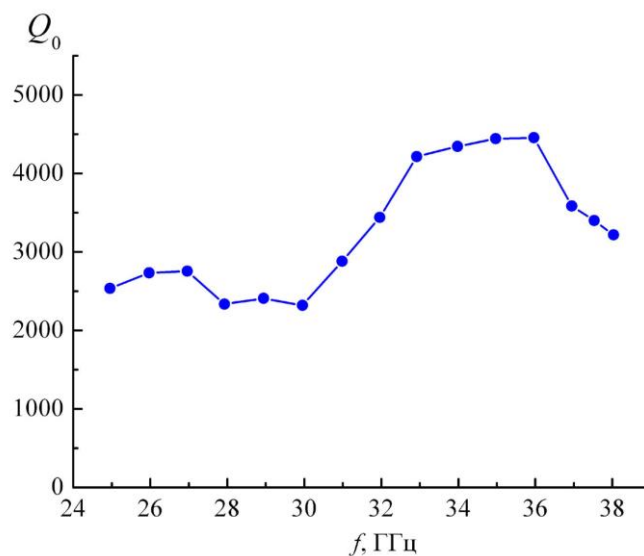


Рисунок 3.5 – Зміна власної добротності TEM_{004} -моди при перестроюванні частоти у ВР з фокусуючим дзеркалом, складеним із двох відбивачів з циліндричною поверхнею

Розглянемо одержану в експерименті структуру поля $E_x(x)$ для ТЕМ₀₀₄-моди на декількох частотах по діапазону перестроювання. На високочастотній ділянці діапазону перестроювання (Рис.3.6,а) поле, сформоване сусідніми циліндричними відбивачами, практично відповідає сумі двох гаусових плям, розрахованої в квазіоптичному наближенні:

$$\frac{E(x)}{E_0} = \exp\left(-\frac{(x-10)^2}{\omega_{0x}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x+10)^2}{\omega_{0x}^2}\right), \quad (3.5)$$

де E_0 - максимум амплітуди в плямі поля, сформованої одним відбивачем з циліндричною поверхнею. Поблизу зовнішніх країв складеного дзеркала спостерігається більш швидкий спад амплітуди резонансного поля в порівнянні з квазіоптичною оцінкою.

При збільшенні відстані між дзеркалами (D) відбувається зменшення резонансної частоти для ТЕМ₀₀₄-моди та збільшення радіусу плями поля ω_{0x} , яка створена одним відбивачем. При цьому зменшується глибина провалів для $E(x)$ в середині простору взаємодії (Рис.3.6,б,в). Спад амплітуди резонансного поля на зовнішніх краях дзеркала також відбувається швидше, ніж за оцінкою (3.5), тобто резонансне поле ТЕМ₀₀₄-моди вже має супергаусовий розподіл вздовж OX . Одержана в експерименті сумарна довжина простору взаємодії (L) на рівні E_{\max}/e становила:

$$L = 3,72 \omega_{0x} = 36,9 \text{ мм на частоті } f = 37,5 \text{ ГГц};$$

$$L = 3,26 \omega_{0x} = 38,1 \text{ мм на частоті } f = 30,0 \text{ ГГц};$$

$$L = 3,06 \omega_{0x} = 40,6 \text{ мм на частоті } f = 24,97 \text{ ГГц}.$$

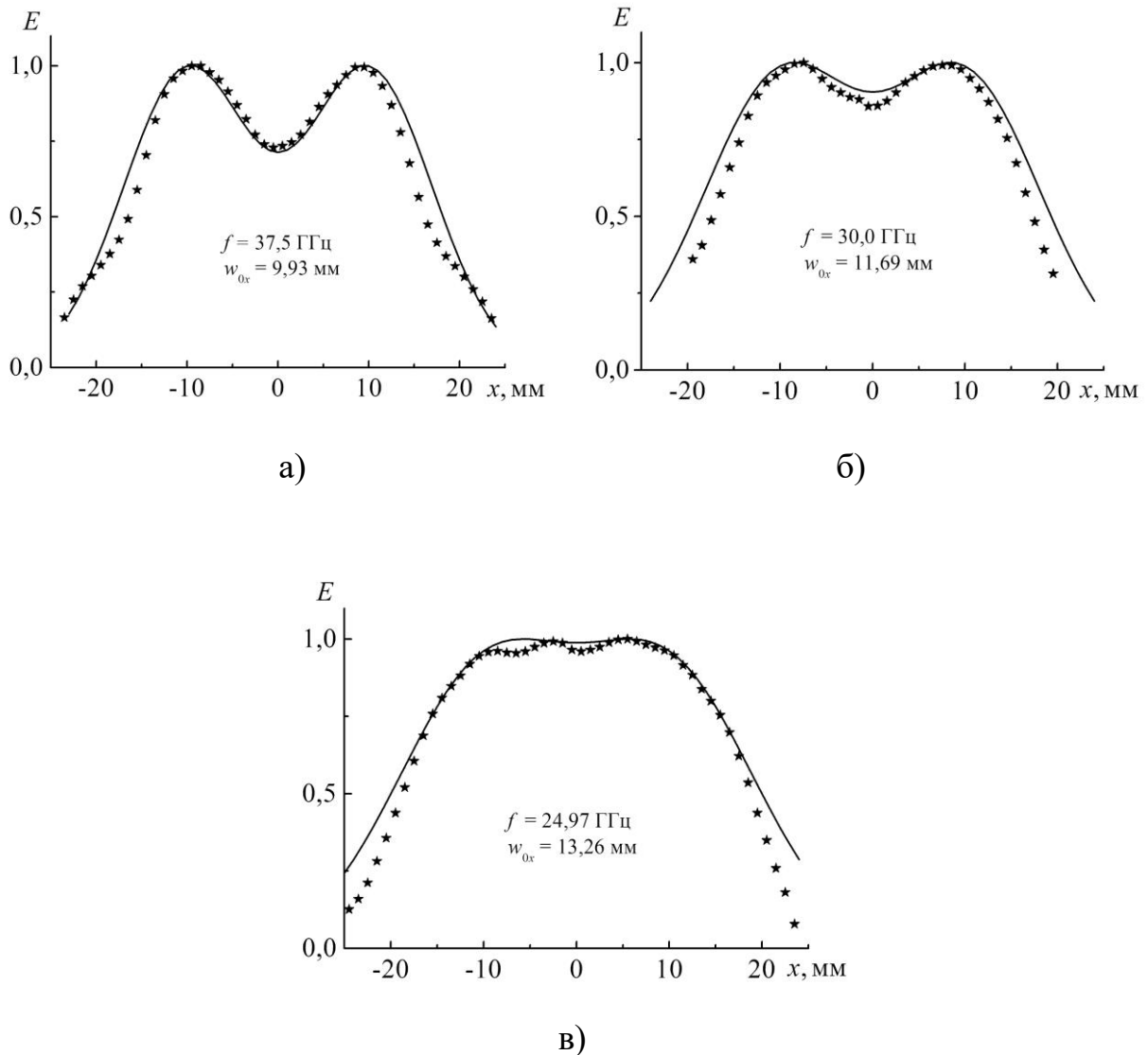


Рисунок 3.6 – Структура поля TEM_{004} -моди на декількох частотах у ВР з фокусуючим дзеркалом складеним із двох відбивачів з циліндричною поверхнею (суцільними лініями представлено розподіл поля, розрахований згідно квазіоптичному наближенню (3.5))

3.2.2 Фокусуюче дзеркало складене із трьох відбивачів з циліндричною поверхнею

Розглянемо властивості ВР з фокусуючим дзеркалом складеним з трьох циліндричних відбивачів з $R_{c2} = 110$ мм та $a = 20$ мм і сумарною апертурою $A_2 \times B_2 = 90 \times 60$ мм². Для TEM_{004} -моди максимальна добротність ($Q_0 \approx 6500$) спостерігалась в смузі частот $f = 36 \div 37$ ГГц. (див. Рис.3.7).

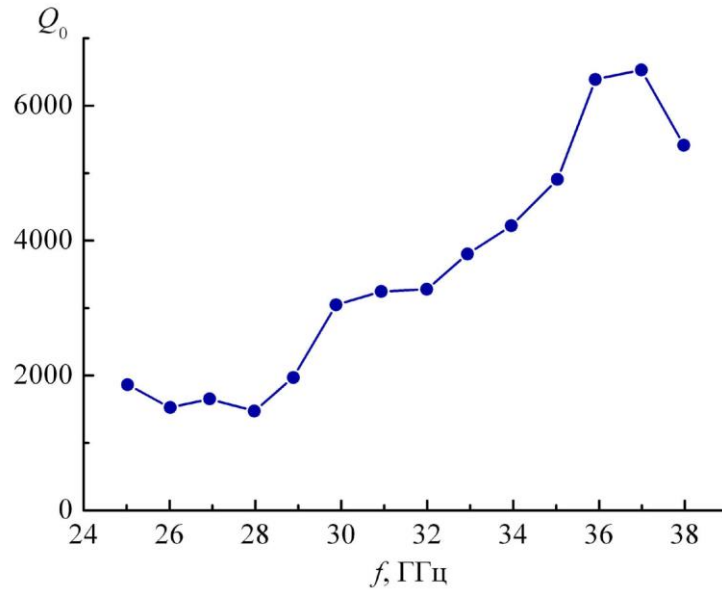


Рисунок 3.7 – Зміна власної добротності TEM_{004} -моди по діапазону перестроювання ВР з фокууючим дзеркалом із трьох циліндричних відбивачів

Квазіоптичне наближення для сумарного поля, сформованого трьома відбивачами має вигляд:

$$\frac{E(x)}{E_0} = \exp\left(-\frac{(x-20)^2}{\omega_{0x}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x)^2}{\omega_{0x}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x+20)^2}{\omega_{0x}^2}\right). \quad (3.6)$$

Отримані експериментальні дані по структурі поля TEM_{004} -моди суттєво відрізняються (див. Рис.3.8,а,б) від квазіоптичної суми полів, розрахованій згідно (3.6). Бокові максимуми для $E(x)$ менші на 20-30% від центрального максимуму, сумарна довжина простору взаємодії на рівні $0,5E_{\max}$ менша на 15÷20% від розрахованої довжини простору взаємодії згідно (3.6). Крім того збільшуються провали в амплітудному розподілі поля поблизу стиків циліндричних відбивачів, тобто задача отримання подовженої області взаємодії з однорідним полем на TEM_{00q} -моді в такій ВРС є проблематичною. Сумарна довжина простору взаємодії L для TEM_{004} -моди на рівні E_{\max}/e склала:

$L = 5,20 w_{0x} = 53,1 \text{ мм}$ на частоті $f = 36,46 \text{ ГГц}$;

$L = 4,74 w_{0x} = 55,2 \text{ мм}$ на частоті $f = 30,09 \text{ ГГц}$;

$L = 4,32 w_{0x} = 57,0 \text{ мм}$ на частоті $f = 25,5 \text{ ГГц}$.

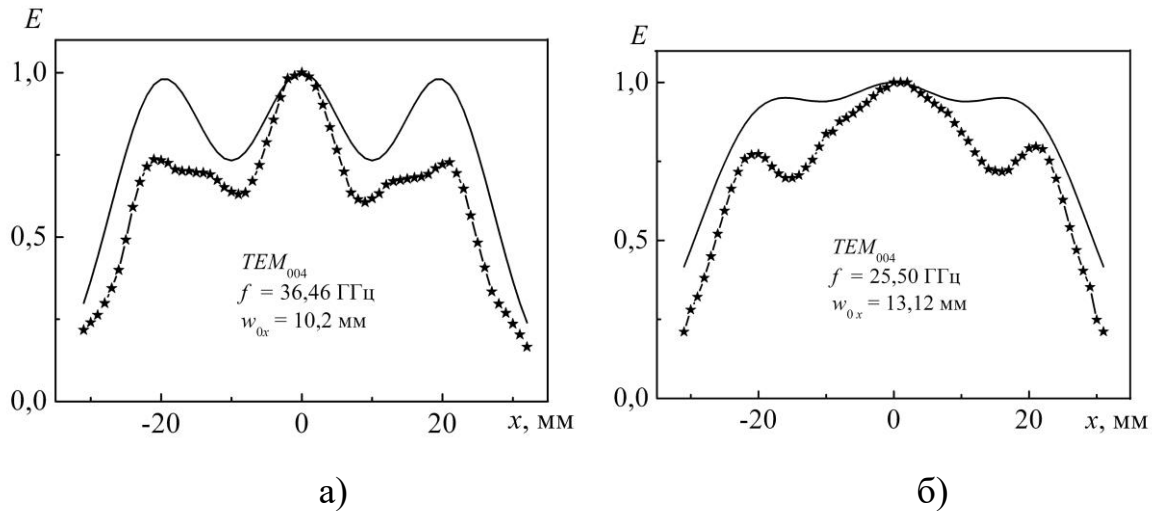


Рисунок 3.8 – Структура поля TEM_{004} -моди у ВР з фокуруючим дзеркалом із трьох циліндричних відбивачів (суцільні лінії відповідають квазіоптичній оцінці згідно (3.6))

3.2.3 Фокууюче дзеркало складене із чотирьох відбивачів з циліндричною поверхнею

Параметри фокууючого дзеркала, складеного із чотирьох циліндричних відбивачів були вибрані наступні: $R_{c2} = 110 \text{ мм}$, $a = 20 \text{ мм}$, сумарна апертура - $A_2 \times B_2 = 110 \times 60 \text{ мм}^2$. Максимальна добротність для TEM_{004} -моди спостерігалась на частоті $f = 36,81 \text{ ГГц}$ і складала $Q_0 = 5010$. Для розподілу амплітуди поля TEM_{004} -моди (див. Рис.3.9) є характерними більш глибокі провали для $E(x)$ поблизу стиків сусідніх відбивачів, а також зниження амплітуди крайніх максимумів на $\sim 15\%$ в порівнянні з квазіоптичною оцінкою (3.7):

$$\frac{E(x)}{E_0} = \exp\left(-\frac{(x-30)^2}{\omega_{0x}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x-10)^2}{\omega_{0x}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x+10)^2}{\omega_{0x}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(x+30)^2}{\omega_{0x}^2}\right) \quad (3.7)$$

Сумарна довжина простору взаємодії для TEM_{004} -моди на рівні E_{\max}/e склала $L = 7,36 w_{0x} = 74,4$ мм на частоті $f = 36,70$ ГГц. Також відмітимо слабку стійкість ВР до перекосів дзеркал при роботі на TEM_{004} -моді.

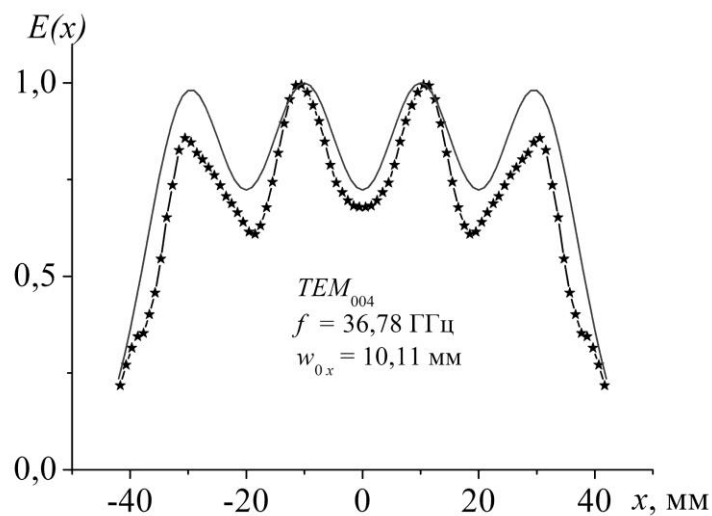


Рисунок 3.9 - Структура поля TEM_{004} -моди у ВР з фокусуєчим дзеркалом, складеним із чотирьох відбивачів з циліндричною поверхнею (суцільні лінії відповідають квазіоптичній оцінці (3.7))

Позитивним фактором для ВР зі складеним дзеркалом із чотирьох відбивачів є менші перепади в розподілі $E(x)$ для TEM_{004} -моди вздовж простору взаємодії, ніж у ВР з фокусуєчим дзеркалом із трьох циліндричних відбивачів. Можна припустити, що при використанні фокусуєчого дзеркала, складеного з $N > 4$ циліндричних відбивачів, структура резонансного поля вздовж простору взаємодії буде більш рівномірною, а саме: в розподілі $E(x)$

максимуми в середній частині простору взаємодії будуть мати однакову амплітуду, і тільки крайні максимуми будуть з меншою амплітудою на ~15%.

3.3 Особливості збудження вищих мод у відкритому резонаторі зі складеним фокусуючим дзеркалом (випадок H -поляризації)

Вищі моди у ВРС зі складеним фокусуючим дзеркалом, які мають декілька протифазних варіацій в розподілі $E_x(x)$ вздовж OX (див. Рис.3.1), також можуть бути використані для подовження простору взаємодії в ГДВ при відповідному зміщенні періодичності нарізки щілин гребінки на переході між протифазними плямами поля вищої моди [88,89].

При експериментальних дослідженнях властивостей вищих мод у ВР зі складеним фокусуючим дзеркалом було встановлено, що у випадку H -поляризації більшу добротність мають моди, у яких нулі в розподілі $E(x)$ співпадають зі стиками сусідніх циліндричних поверхонь. Так у ВР з фокусуючим дзеркалом складеним із двох відбивачів висока добротність спостерігалась для TEM_{104} -моди. Для ВР з фокусуючим дзеркалом складеним із трьох відбивачів достатньо добротною була TEM_{204} -мода, а у ВР з фокусуючим дзеркалом складеним із чотирьох відбивачів високу добротність мала TEM_{304} -мода.

Розглянемо структуру резонансного поля непарної TEM_{104} -моди у ВР з фокусуючим дзеркалом, складеним із двох відбивачів з циліндричною поверхнею, виміряну на трьох частотах діапазону перестроювання (див. Рис.3.10,а,б,в) Тут для зручності графічного відображення приведені абсолютні значення $|E(x)|$ без врахування зміни фази в сусідніх плямах резонансного поля. Поле TEM_{104} -моди носить супергаусовий характер і добре описується наступним наближенням:

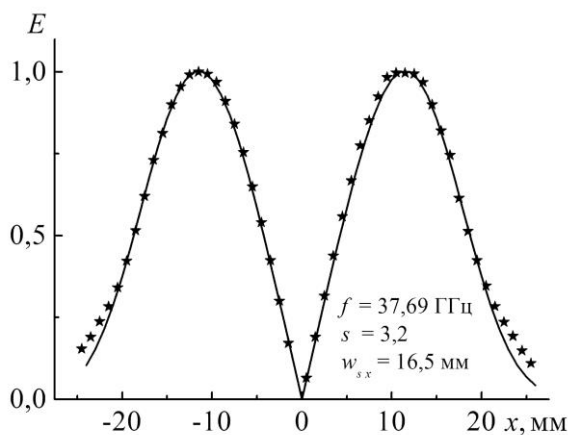
$$\frac{E(x)}{E_{\max}} = \frac{x}{w_{sx}} \exp\left(-\left|\frac{x}{w_{sx}}\right|^s\right). \quad (3.8)$$

Параметри супергаусового розподілу (показник ступеня s і радіус супергаусової плями поля ω_{sx} на рівні E_{\max}/e) визначалися при апроксимації експериментальних даних згідно (3.8) та складали:

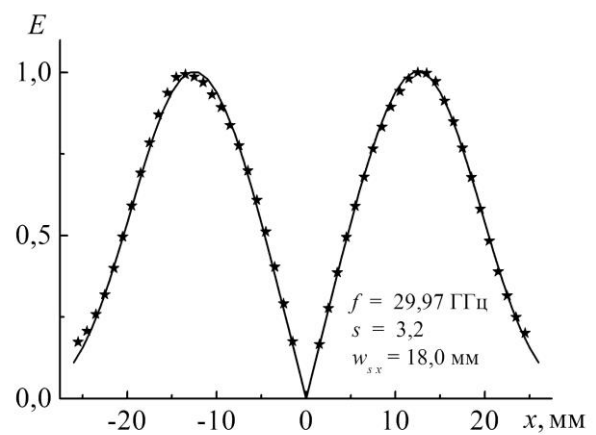
$$s = 3,2, \quad \omega_{sx} = 16,5 \text{ мм на частоті } f = 37,69 \text{ ГГц};$$

$$s = 3,2, \quad \omega_{sx} = 18,0 \text{ мм на частоті } f = 29,97 \text{ ГГц};$$

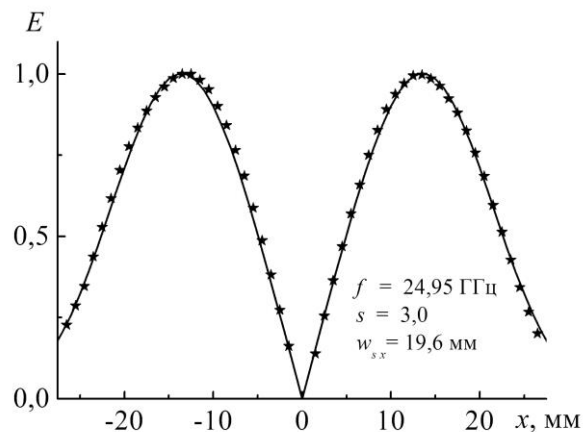
$$s = 3,0, \quad \omega_{sx} = 19,6 \text{ мм на частоті } f = 24,95 \text{ ГГц}.$$



а)



б)



в)

Рисунок 3.10 - Структура поля TEM_{104} -моди на трьох частотах діапазону перестроювання ВР з фокусуючим дзеркалом складеним із двох циліндричних відбивачів (суцільними лініями представлено розподіл електричного поля TEM_{104} -моди, розрахований згідно (3.8))

Амплітуда електричного поля TEM_{104} -моди поблизу стику циліндричних відбивачів спадає до нуля, що сприяє зниженню дифракційних втрат у ВР та наближенню власної добротності даної моди до омичної межі (див. Рис.3.11). Так на частоті $f = 37,05$ ГГц максимальна добротність TEM_{104} -моди становила $Q_0 = 10400$, що у 2,3 рази перевищує максимальну добротність основної TEM_{004} -моди в цьому ВР.

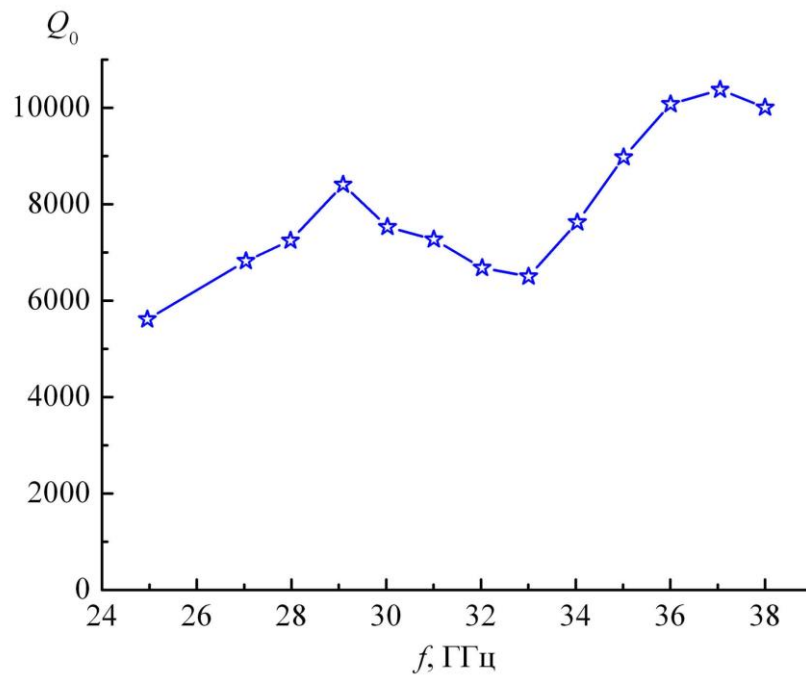


Рисунок 3.11 – Зміна власної добротності TEM_{104} -моди при перестроюванні частоти у ВР з фокусуючим дзеркалом, складеним із двох відбивачів з циліндричною поверхнею

Мода TEM_{104} виявилась більш стійкою до перекосу дзеркал ВР в порівнянні з TEM_{004} -модю. Так, при перекосі дзеркал ВР в площині XOZ на кут $\varphi = 0,08^\circ$ перепад між максимумами поля TEM_{004} -моди на частоті $f = 37,2$ ГГц склав 24%, а для TEM_{104} -моди перепад між максимумами поля склав всього 15% (див. Рис.3.12).

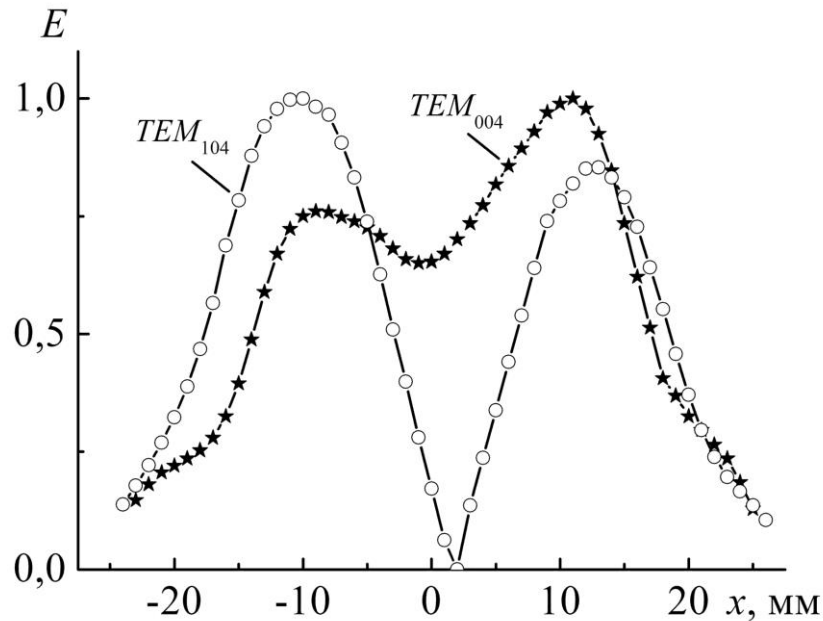


Рисунок 3.12 – Зміна структури поля TEM_{004} -моди та TEM_{104} -моди при перекосі дзеркал ВР на кут $\varphi = 0,08^\circ$

Супергаусовий спад резонансного поля TEM_{104} -моди на краях апертури складеного дзеркала дозволяє створювати малогабаритні двокаскадні ВРС для ГДВ з подовженим простором взаємодії. Особливості використання TEM_{10q} -моди в двокаскадних ГДВ зі зсувом періодичності нарізки щілин гребінки на переході між протифазними плямами поля детально розглянуті в роботах [88,89].

Розглянемо особливості збудження TEM_{104} -моди та TEM_{204} -моди у ВР з фокусуєчим дзеркалом складеним із трьох відбивачів з циліндричною поверхнею. Для TEM_{104} -моди спостерігалось значне зниження добротності внаслідок розсіяння резонансного поля на стиках циліндричних відбивачів. Так максимальна добротність TEM_{104} -моди складала всього $Q_0 = 4300$ на частоті $f = 36,62$ ГГц. В розподілі $|E(x)|$ -компоненти поля TEM_{104} -моди (див. Рис.3.13,а) спостерігається сильне збурення внаслідок потрапляння стиків циліндричних поверхонь при $x = \pm 10,0$ мм в резонансне поле з великою амплітудою.

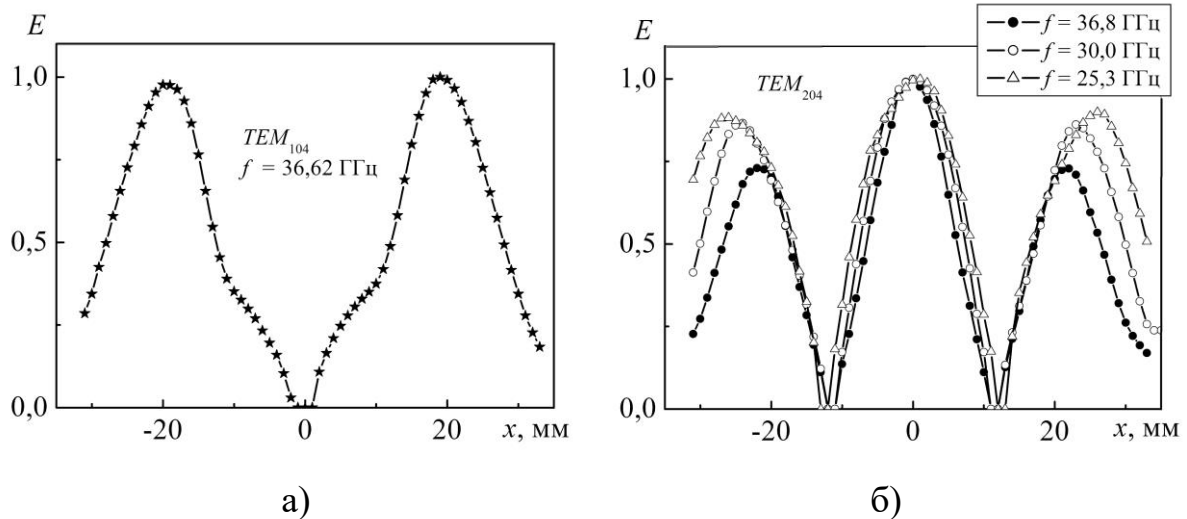


Рисунок 3.13 - Структура поля для TEM_{104} -моди (а) та TEM_{204} -моди (б) у ВР з фокусуєчим дзеркалом складеним із трьох відбивачів з циліндричною поверхнею

Для TEM_{204} -моди стики циліндричних поверхонь при $x = \pm 10,0$ мм розміщені поблизу мінімумів E_x -компоненти резонансного поля. Завдяки цьому структура поля TEM_{204} -моди практично не змінюється при перестроюванні частоти, а бокові максимуми по амплітуді навіть вирівнюються з центральним на нижній ділянці діапазону перестроювання (див. Рис.3.13,б). Максимум добротності ВР на TEM_{204} -моді спостерігався на частоті $f = 36,94$ ГГц і складав: $Q_0 = 7400$ (див. Рис.3.14). Ця мода також може бути використана для подовження простору взаємодії, наприклад, в трьохкаскадному ГДВ при використанні періодичної структури з відповідним зсувом періодичності нарізки щілин при $x = \pm 10,0$ мм, що забезпечить синхронізацію руху електронного пучка з полем просторових гармонік у протифазних зонах резонансного поля.

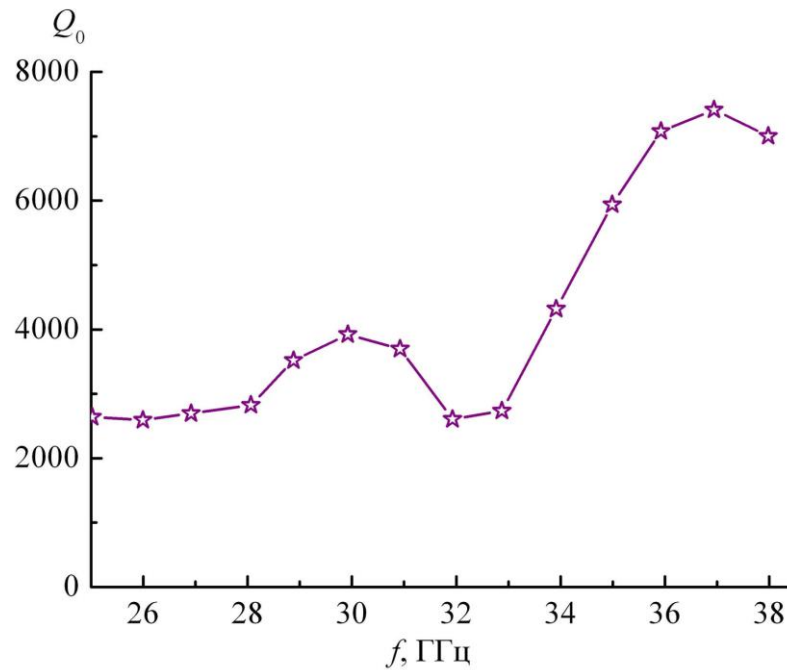
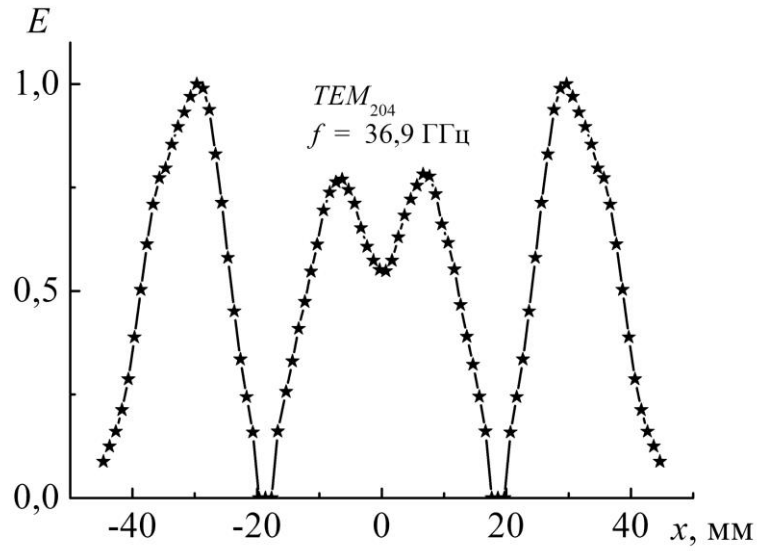


Рисунок 3.14 – Зміна власної добротності TEM_{204} -моди при перестроюванні частоти у ВР з фокусуючим дзеркалом, складеним із трьох відбивачів з циліндричною поверхнею

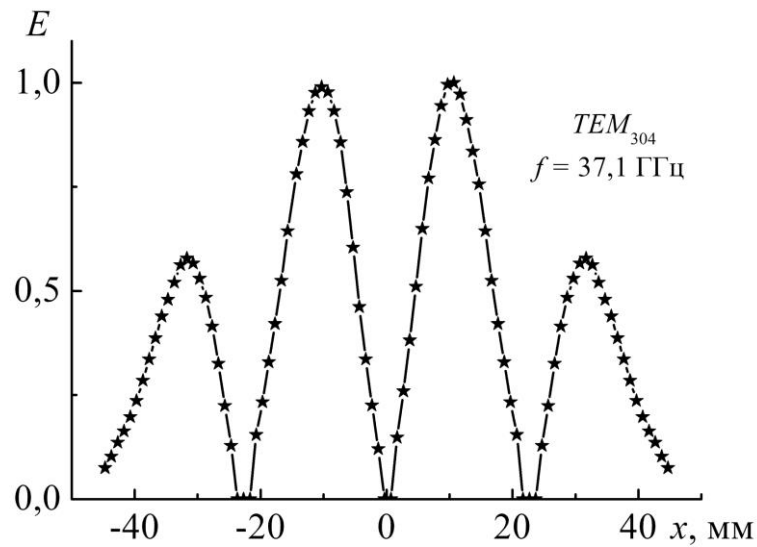
В спектрі ВР з фокусуючим дзеркалом, складеним з чотирьох відбивачів з циліндричною поверхнею крім основної TEM_{00q} -моди були присутні три вищі моди TEM_{10q} , TEM_{20q} і TEM_{30q} з близькими резонансними частотами. При відстані між дзеркалами $D = 16,8$ мм власні добротності вищих мод з варіаціями поля вздовж вісі OX складали: $Q_{104} = 6290$, $Q_{204} = 6630$, $Q_{304} = 6700$. Відносно висока добротність вищих мод пояснюється суттєвим збільшенням загального об'єму резонансного поля в даному ВР та, як наслідок, зниженням впливу дифракційних втрат на краях фокусуючого дзеркала.

Розподіл поля $E_x(x)$ для моди TEM_{104} був сильно деформований внаслідок потрапляння резонансного поля з великою амплітудою на стики циліндричних поверхонь фокусуючого дзеркала. Для моди TEM_{204} спостерігався провал в розподілі $|E(x)|$ поблизу $x = 0$ (див. Рис.3,15,а). Найкращі характеристики в даному ВР мала TEM_{304} -мода, для якої нулі резонансного поля були розміщені поблизу стиків циліндричних поверхонь (див. Рис.3.15,б). При достатньо високій добротні ($Q_0 = 6700$) TEM_{304} -мода мала гладкі криві розподілу $E(x)$ зі

швидким згасанням поля на краях апертури складеного дзеркала і була досить стійка до перекосів дзеркал ВР.



а)



б)

Рисунок 3.15 - Структура поля для TEM_{204} -моди (а) та TEM_{304} -моди (б) у ВР з фокусуєчим дзеркалом складеним із чотирьох відбивачів з циліндричною поверхнею

3.4 Селекція мод у відкритому резонаторі з фокусуєчим дзеркалом, складеним із декількох відбивачів з циліндричною поверхнею

При виборі TEM_{00q} -моди як робочої в ГДВ з подовженим простором взаємодії слід мати на увазі, що в спектрі ВР з фокусуєчим дзеркалом, складеним з декількох відбивачів з циліндричною поверхнею, крім першої групи TEM_{m0q} -мод з варіаціями поля вздовж вісі OX присутня також друга група мод з варіаціями поля вздовж вісі OY (TEM_{mnq} , $n > 0$). Для пригнічення мод другої групи зазвичай використовують зменшення апертури дзеркал ВР вздовж вісі OY , а для зміщення цих мод вгору по частотному діапазону зменшують радіус кривизни поверхні першого дзеркала R_{c1} (див. Рис.3.1).

При виборі TEM_{10q} -моди в якості робочої моди для ГДВ необхідно забезпечити у ВР пригнічення (зниження добротності) прилеглої по частоті TEM_{00q} -моди. З цією метою було проведено дослідження властивостей ВР з фокусуєчим дзеркалом складеним з двох відбивачів, в якому на стику циліндричних поверхонь було утворено плоско-паралельну щілину (див. Рис.3.16). Ця щілина сприяє ефективному висвітленню із ВР енергії резонансного поля TEM_{00q} -моди. Для TEM_{10q} -моди поле на стику відбивачів близьке до нуля і щілина не повинна збільшувати радіаційні втрати у ВР [18,23].



Рисунок 3.16 - Фокусуєче дзеркало складене із двох циліндричних відбивачів, розділених плоско-паралельною щілиною з шириною h

На Рис.3.17 приведені експериментальні дані, які демонструють характер зміни добротності TEM_{00q} - та TEM_{10q} -моди на частоті $f = 36,5$ ГГц в залежності від ширини плоско-паралельної щілини h між відбивачами складеного дзеркала. Так, при введенні щілини з шириною $h = 0,25$ мм для TEM_{004} -моди добротність знижується з $Q_0 = 4030$ до $Q_0 = 930$, а при збільшенні ширини щілини до $h = 0,50$ мм добротність TEM_{004} -моди зменшувалась до $Q_0 = 550$ (див. Рис.3.17,а). В той же час добротність TEM_{104} -моди при зміні ширини щілини в межах $h = (0 \div 0,50)$ мм залишається практично незмінною: $Q_0 = 10300$ (див. Рис.3.17,б).

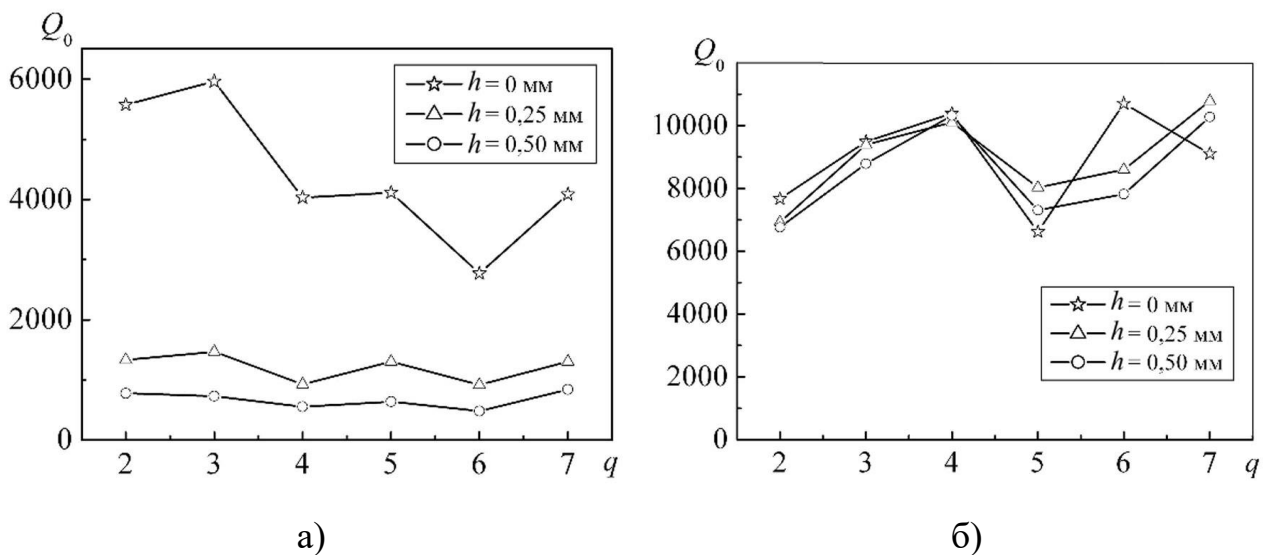


Рисунок 3.17 - Залежність добротності TEM_{00q} -моди (а) та TEM_{10q} -моди (б) від ширини щілини h між двома суміжними відбивачами складеного фокууючого дзеркала при зміні поздовжнього індексу мод в межах $q = 2 \div 7$

Відмітимо, що за допомогою вузьких щілин між відбивачами складеного фокууючого дзеркала, можна ефективно пригнічувати крім TEM_{00q} -моди також і вищі моди у ВР з суттєвою амплітудою електричного поля на стиках фокууючого дзеркала.

3.5 Особливості формування супергаусової TEM_{00q} -моди у ВР зі складеним фокусуєчим дзеркалом при згладжуванні стику циліндричних поверхонь суміжних відбивачів

Проведені експериментальні дослідження властивостей ВР зі складеним фокусуєчим дзеркалом (див. пп.3.1-3.4) показали, що для ГДВ з подовженим простором взаємодії є перспективним варіант ВРС з фокусуєчим дзеркалом, складеним з двох відбивачів з циліндричною поверхнею та робочою TEM_{00q} -модю. Але потрапляння електричного поля даної моди на стик циліндричних поверхонь складеного дзеркала призводить до суттєвих дифракційних втрат, спричинених зломом ліній струму на поверхні фокусуєчого дзеркала. Для зменшення дифракційних втрат і формування супергаусового розподілу поля TEM_{00q} -моди на поверхні дзеркал такого ВР ми запропонували метод згладжування стику поверхонь суміжних відбивачів [26].

Згладжування стику циліндричних поверхонь суміжних відбивачів та знаходження профілю складеного фокусуєчого дзеркала виконувалось за допомогою додавання до контуру дзеркала випуклої поверхні третього циліндру з радіусом кривизни R_b (див. Рис.3.18).

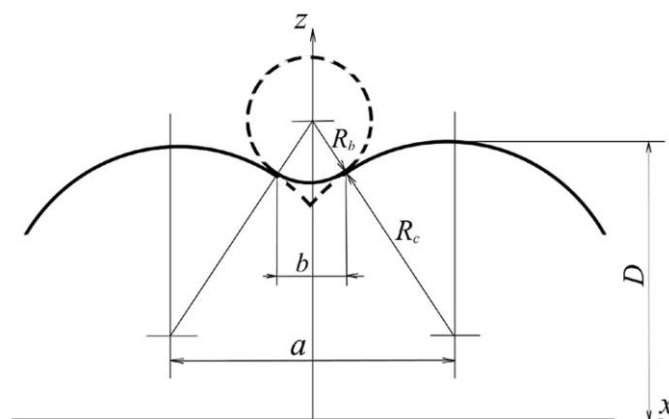


Рисунок 3.18 - Схема двохвимірної моделі ВР з плоским дзеркалом та складеним фокусуєчим дзеркалом із додатковим «згладжувальним» циліндром

Відстань між точками дотику циліндричних поверхонь складає:

$$b = a \frac{R_b}{R_b + R_c}, \quad (3.9)$$

де R_b – радіус згладжування стику циліндричних поверхонь, R_c – радіус кривизни поверхонь суміжних відбивачів складеного дзеркала, a – відстань між центрами кривизни суміжних відбивачів. На відміну від фокусуєчого дзеркала з профілем типу “мексиканського капелюха” [90] запропоноване складене дзеркало просте для розрахунку профілю його поверхні та технологічно простіше для виготовлення.

Для аналізу впливу радіус згладжування стику циліндричних поверхонь на добротність TEM_{00q} -моди та структуру резонансного поля була використана строга 2-D модель ВР з довільним профілем дзеркал [77], а отримані результати моделювання були перевірені експериментальними даними.

3.5.1 Властивості супергаусової TEM_{004} -моди у ВР зі складеним фокусуєчим дзеркалом для 8-мм діапазону довжин хвиль

Для напрацювання методики вибору параметрів складеного фокусуєчого дзеркала зі згладженим стиком його циліндричних поверхонь та перевірки відповідності результатів моделювання експериментальним даним була вибрана двохвимірною модель ВР, що складалася з плоского дзеркала та складеного фокусуєчого дзеркала (див. Рис.3.18). Параметри дзеркал 2-D моделі були обрані ідентичними з тими, які використовувалися при експериментальних дослідженнях, описаних у підрозділі 3.2.1: радіус кривизни циліндричних відбивачів - $R_c = 110$ мм; відстань між центрами кривизни - $a = 20$ мм; сумарна апертура дзеркал вздовж вісі OX - $A_1 = A_2 = 70$ мм; матеріал дзеркал - мідь з провідністю $\sigma = 5,8 \times 10^7$ сім/м. Вздовж вісі OY апертура дзеркал в 2-D моделі була необмеженою.

Перш за все, в 2-D моделі для TEM₀₀₄-моди було проведено аналіз сумарного рівня дифракційних та омичних втрат в залежності від радіусу згладжування стику циліндричних поверхонь R_b на частоті $f = 37,3$ ГГц. Представлені на Рис.3.19 результати моделювання демонструють, що при радіусі згладжування $R_b = 130$ мм на TEM₀₀₄-моді резонатор мав мінімальні дифракційні втрати, а його добротність наближалась до омичної межі: $Q_0 = 20500$. При збільшенні радіусу згладжування ($R_b > 130$ мм) спостерігалось поступове зменшення сумарної добротності даного ВР до $Q_0 = 17280$ при $R_b = 10000$ мм. Мінімальна добротність на TEM₀₀₄-моді спостерігалась в резонаторі без згладжування стику циліндричних поверхонь фокусуєчого дзеркала і складала $Q_0 = 3900$. В результаті був обраний оптимальний радіус згладжування стику циліндричних поверхонь: $R_b = 130$ мм.

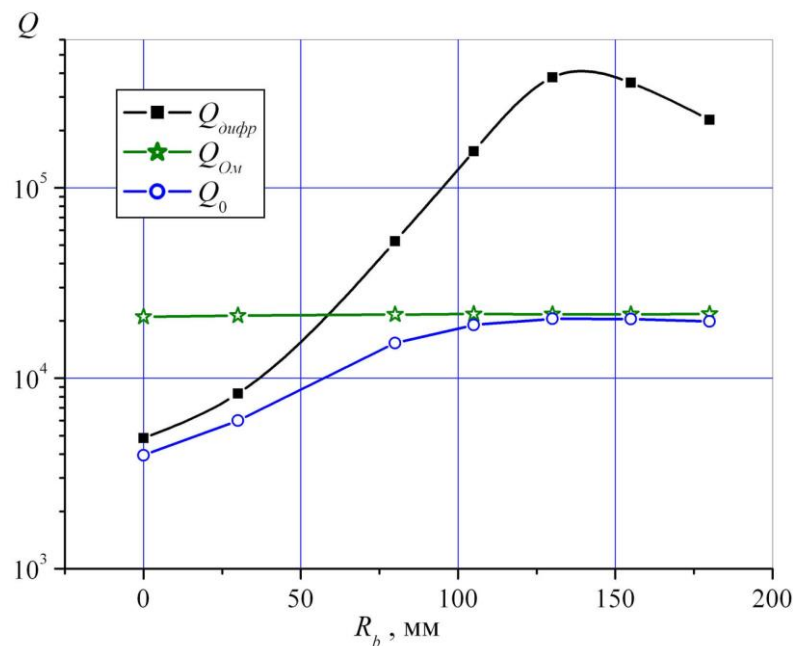


Рисунок 3.19 - Зміна дифракційної добротності Q_{diffr} , омичної добротності Q_{om} та сумарної добротності Q_0 для TEM₀₀₄-моди в залежності від радіусу згладжування стику циліндричних поверхонь складеного дзеркала

Після вибору оптимального радіусу згладжування був проведений порівняльний аналіз зміни добротності TEM₀₀₄-моди по діапазону

перестроювання частоти для ВР з фокусуєчим дзеркалом без згладжування стику поверхонь відбивачів та при радіусі згладжування $R_b = 130$ мм (див. Рис.3.20). В смузі частот $f = 33 \div 42$ ГГц сумарна добротність TEM_{004} -моди у моделі ВР зі згладженим дзеркалом наближалась до омичної межі і в максимумі становила $Q_0 = 21600$ на частоті $f = 34,6$ ГГц. Для моделі ВР без згладжування стику циліндричних поверхонь складеного дзеркала максимум добротності становив всього $Q_0 = 5100$ на частоті $f = 35,2$ ГГц, тобто при згладжуванні стику на поверхні складеного дзеркала сумарна добротність ВР підвищувалась більше ніж в 4 рази. Відмітимо, що результати, отримані за допомогою 2-D моделі для ВР без згладжування стику циліндричних поверхонь фокусуєчого дзеркала, знаходяться в доброму узгодженні з результатами експерименту як по абсолютним значенням добротності TEM_{004} -моди, так і по характеру зміни Q_0 вздовж діапазону перестроювання частоти (див. Рис.3.20).

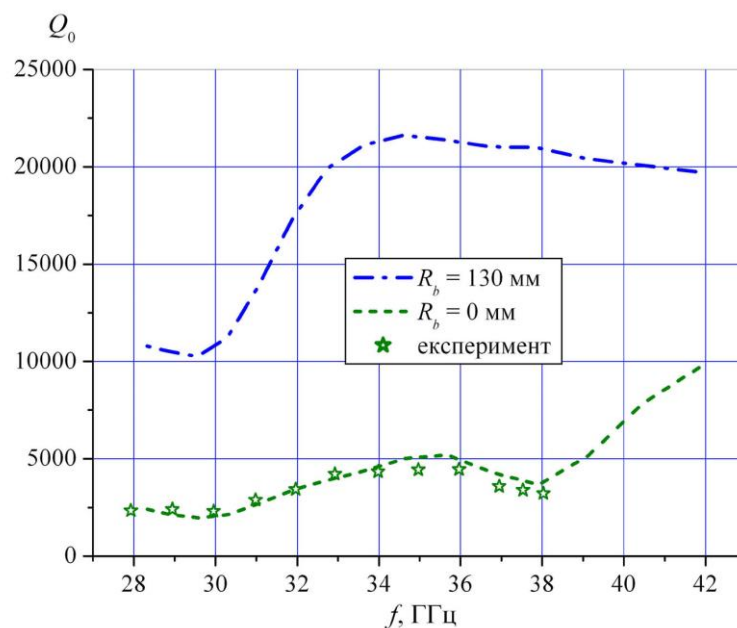


Рисунок 3.20 - Зміна добротності TEM_{004} -моди по діапазону перестроювання частоти у ВР без згладжування стику циліндричних поверхонь ($R_b = 0$ мм) та у ВР з радіусом згладжування $R_b = 130$ мм (зірочки - експеримент згідно п.3.2.1)

За допомогою 2-D моделі був проведений також аналіз розподілу E_x -компоненти резонансного поля TEM_{004} моди в поперечному перетині ВР для декількох значень радіусу згладжування стику на складеному дзеркалі. З розподілу E_x -компоненти поля TEM_{004} -моди на частоті $f = 34,6$ ГГц при $R_b = 130$ мм (див. Рис.3.21) видно, що максимум амплітуди поля знаходиться саме на стику поверхонь циліндричних відбивачів. Тому запропонований метод згладжування стику циліндричних поверхонь дозволяє суттєво зменшити дифракційні втрати у ВР.

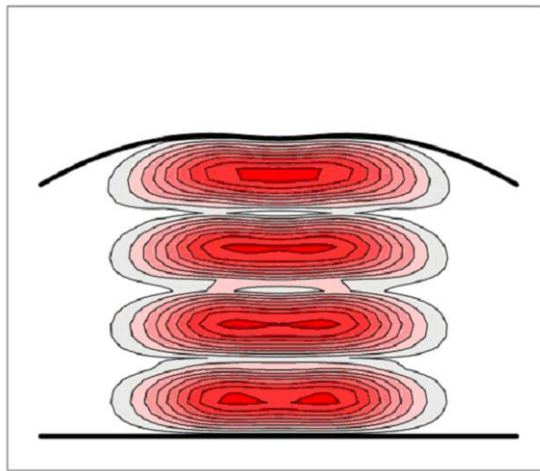


Рисунок 3.21 - Розподіл E_x -компоненти поля TEM_{004} -моди на частоті $f = 34,6$ ГГц в поперечному перетині ВР зі складеним фокусуючим дзеркалом при $R_b = 130$ мм

Детальний аналіз розподілу E_x -компоненти поля TEM_{004} -моди був проведений поблизу поверхні плоского дзеркала ($z = 2$ мм) у ВР з декількома радіусами згладжування стику: $R_b = 0$ мм; $R_b = 130$ мм; $R_b = 10^4$ мм. Було встановлено, що для ВР з $R_b = 130$ мм на частоті $f = 34,6$ ГГц розподіл E_x -компоненти поля TEM_{004} -моди має супергаусовий характер (див. Рис.3.22) та добре описується наближенням:

$$E(x) = E_{max} \exp\left(-\left|\frac{x}{\omega_{sx}}\right|^s\right), \quad (3.10)$$

де ω_{sx} - радіус плями поля на рівні E_{max}/e , s - показник ступеню супергаусового розподілу. Параметри супергаусового розподілу в даному ВР склали: $\omega_{sx} = 18,8$ мм; $s = 3,3$.

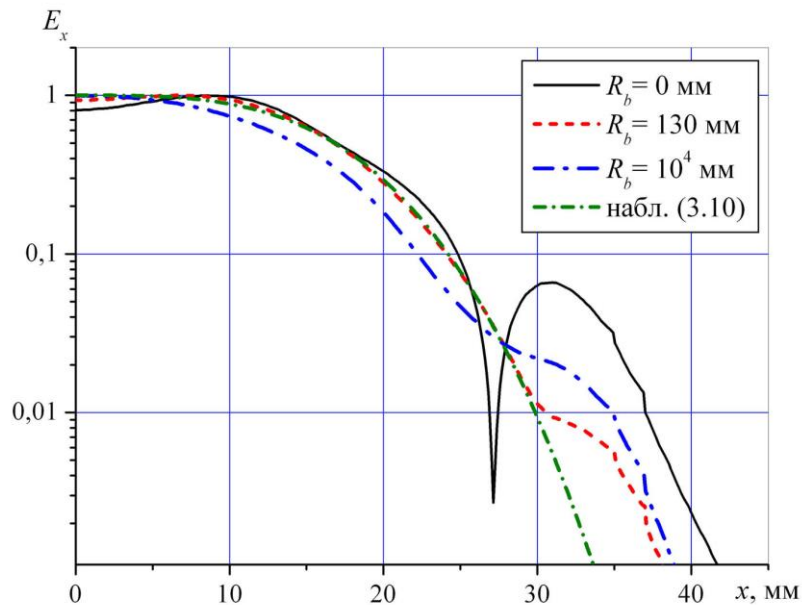


Рисунок 3.22 - Розподіл E_x -компоненти поля TEM_{004} -моди поблизу поверхні плоского дзеркала у ВР з $R_b = 0$ мм, $R_b = 130$ мм та $R_b = 10^4$ мм

При збільшенні радіусу згладжування стику до $R_b = 10^4$ мм (це вже ВР з коритоподібним профілем фокусуєчого дзеркала [55,91]) розподіл E_x -компоненти поля TEM_{004} -моди вже має косинусний характер зі збільшенням амплітуди поля до $(0,01 \div 0,02)E_{x \text{ макс}}$ на периферії плоского дзеркала та зменшенням радіусу плями поля до $\omega_x = 16,4$ мм (див. Рис.3.22). У ВР без згладжування стику на фокусуєчому дзеркалі спостерігається провал в розподілі E_x -компоненти поля TEM_{004} -моди при $x = 27$ мм, а на периферії плоского дзеркала амплітуда резонансного поля зростає до $(0,03 \div 0,06)E_{x \text{ макс}}$.

За допомогою 2-D моделі було проведено також аналіз впливу перекосу дзеркал на добротність та структуру поля TEM_{004} моди у ВР. З цією метою

контур фокусуєного дзеркала було повернуто в площині XOZ на кут φ . Аналіз розподілу E_x -компоненти поля TEM_{004} моди на плоскому дзеркалі показав, що резонатор зі згладженим стиком на фокусуєному дзеркалі є більш стійким до перекосу дзеркал (див. Рис.3.23).

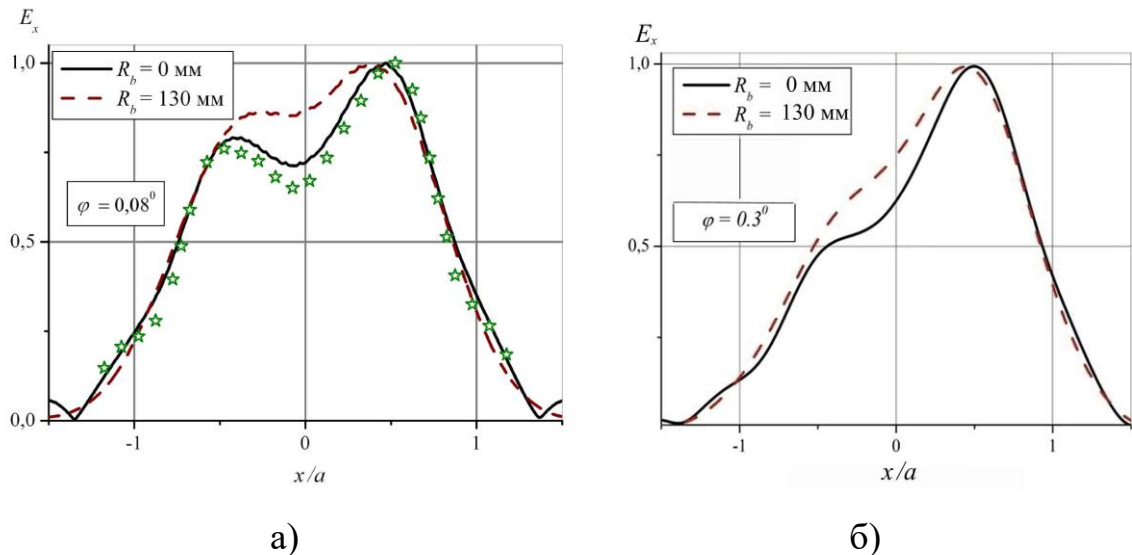


Рисунок 3.23 - Розподіл E_x -компоненти поля TEM_{004} -моди на плоскому дзеркалі при перекосі дзеркал ВР на кут $\varphi = 0,08^\circ$ (а) (зірочки - експеримент згідно п.3.3) та при перекосі дзеркал ВР на кут $\varphi = 0,3^\circ$ (б)

При перекосі дзеркал ВР на кут $\varphi = 0,08^\circ$ добротність TEM_{004} -моди без згладжування стику зменшилась з $Q_0 = 5100$ до $Q_0 = 4020$, а для ВР з радіусом згладжування стику $R_b = 130$ мм зменшення добротності TEM_{004} -моди було незначним: з $Q_0 = 21600$ при $\varphi = 0^\circ$ до $Q_0 = 20050$ при $\varphi = 0,08^\circ$. Також у ВР зі згладженим стиком суттєво зменшуються перепади амплітуди в плямі поля на плоскому дзеркалі (див. Рис.3.23,а). Результати 2-D моделювання розподілу поля у ВР з перекосом дзеркал добре узгоджуються з експериментальними даними. При збільшенні кута перекосу дзеркал до $\varphi = 0,3^\circ$ зменшується розмір плями поля на плоскому дзеркалі, а для структури поля є характерним майже лінійний ріст амплітуди в інтервалі: $-1,2 < x/a < 0,5$ (див. Рис.3.23,б).

Отже, згладжування стику на поверхні складеного дзеркала досліджуваного ВР забезпечило збудження TEM_{004} -моди з супергаусовим розподілом амплітуди та довжиною простору взаємодії $2\omega_{xx} = 37,6$ мм.

Формування супергаусового розподілу на дзеркалах ВР зі згладженим стиком на складеному фокусуєчому дзеркалі дозволяє суттєво зменшити апертуру дзеркал вздовж напрямку руху електронного потоку та покращити масогабаритні параметри ГДВ.

3.5.2 Розрахунок параметрів ВР зі складеним фокусуєчим дзеркалом для терагерцевого діапазону

Проблема створення ВР з подовженим розподілом поля особливо актуальна при розробці ГДВ в терагерцевому діапазоні частот. Ми застосували запропоновану методику згладжування стику поверхонь на складеному фокусуєчому дзеркалі для розрахунку ВР з подовженим полем на частоту $f = 340$ ГГц. Для дослідження властивостей резонансних мод була використана 2-D модель ВР [77], що складалася з плоского дзеркала та складеного фокусуєчого дзеркала (див. Рис.3.18). Параметри дзеркал 2-D моделі були вибрані наступними: радіус кривизни циліндричних відбивачів - $R_c = 300$ мм; відстань між центрами кривизни - $a = 6,52$ мм; радіус згладжування стику циліндричних поверхонь - $R_b = 700$ мм; сумарна апертура дзеркал вздовж вісі OX - $A_1 = A_2 = 20$ мм; апертура дзеркал вздовж вісі OY - необмежена; матеріал дзеркал - мідь з провідністю $\sigma = 5,8 \times 10^7$ сім/м. В якості робочої була вибрана $TEM_{00,11}$ -мода, на якій розмір плями поля, сформованої одним відбивачем з $R_c = 300$ мм, складав: $2\omega_{0x} = a = 6,52$ мм. Для порівняння було також вивчено властивості $TEM_{00,11}$ -моди у ВР з коритоподібним профілем фокусуєчого дзеркала при $R_b = 10^6$ мм.

Аналіз поля $TEM_{00,11}$ -моди в поперечному перерізі ВР показав, що при використанні згладженого фокусуєчого дзеркала при $R_b = 700$ мм формується мода з плоскою вершиною в плямі поля, а резонансне поле займає майже весь об'єм ВР (див. Рис.3.24,а). При використанні фокусуєчого дзеркала з коритоподібним профілем резонансне поле займає менший об'єм ВР з косинусним розподілом в плямі поля (див. Рис.3.24,б).

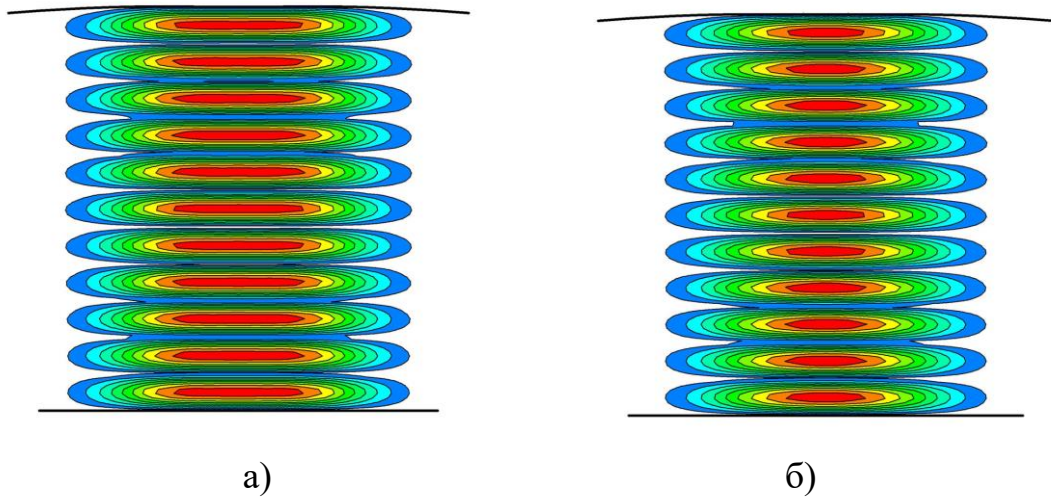


Рисунок 3.24 - Розподіл поля $TEM_{00,11}$ -моди на частоті $f = 340$ ГГц в поперечному перетині ВР зі згладженим фокусуючим дзеркалом (а) та з коритоподібним фокусуючим дзеркалом (б)

Детальний аналіз структури поля $TEM_{00,11}$ -моди на плоскому дзеркалі ВР показав, що при $R_b = 700$ мм розподіл поля має супергаусовий характер, та гарно описується наближенням (3.10) з параметрами: $\omega_{sx} = 5,85$ мм; $s = 3,3$. Тобто, довжина простору взаємодії в даному ВР на частоті $f = 340$ ГГц складала: $L = 2\omega_{sx} = 11,7$ мм. Для ВР з дзеркалом, що має коритоподібний профіль ($R_b = 10^6$ мм), довжина простору взаємодії складала $L = 10,3$ мм з косинусним розподілом амплітуди в плямі поля (див. Рис.3.25).

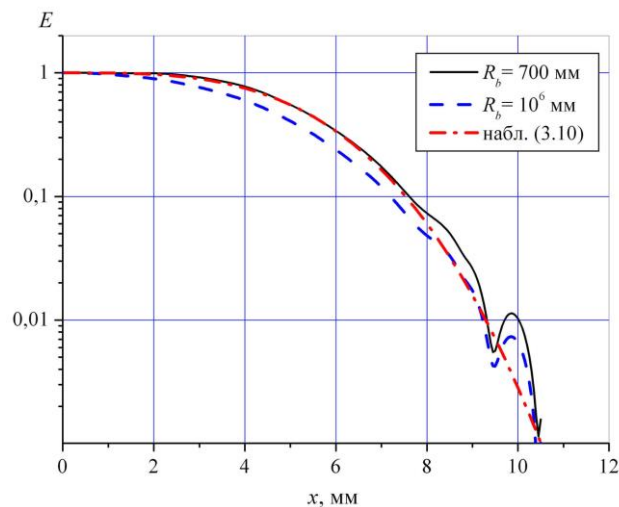


Рисунок 3.25 Розподіл електричної компоненти поля $TEM_{00,11}$ -моди поблизу поверхні плоского дзеркала ВР при $R_b = 700$ мм та при $R_b = 10^6$ мм

Сумарна добротність $TEM_{00,11}$ -моди у ВР зі згладженим фокусуєчим дзеркалом ($R_b = 700$ мм) з апертурою $A_1 = A_2 = 20$ мм складала $Q_0 = 18400$, а при зменшенні апертури до 19 мм знижувалась до $Q_0 = 16400$. При перекосі дзеркал ВР спостерігалась суттєва зміна розподілу E -компоненти в плямі поля $TEM_{00,11}$ -моди та скорочення простору взаємодії вже при куті $\varphi \geq 0,04^\circ$ (див.Рис.3.26). В той же час вплив перекосу дзеркал на дифракційні втрати $TEM_{00,11}$ -моди був незначним: $\log Q_{дифр} = 5,52$ при $\varphi = 0^\circ$ та $\log Q_{дифр} = 5,23$ при $\varphi = 0,04^\circ$.

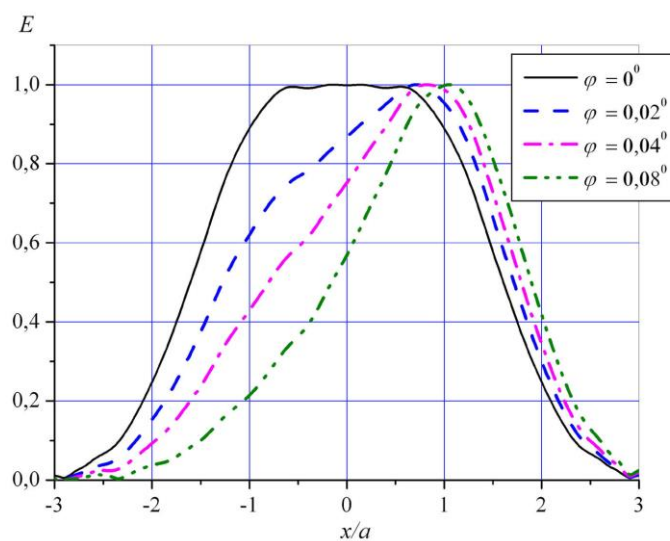


Рисунок 3.26 - Зміна розподілу E -компоненти в плямі поля $TEM_{00,11}$ -моди при перекосі дзеркал ВР на кут φ

Висновки до розділу 3

Вперше за допомогою експерименту і строгої 2-D моделі проведено детальний аналіз особливостей формування подовженого поля у ВР при використанні фокусуєчого дзеркала, складеного з декількох відбивачів з циліндричною поверхнею (випадок H -поляризації).

Для експериментальних досліджень структури подовженого поля безпосередньо на поверхні дзеркала ВР запропоновано і апробовано метод аналізу структури поля по зміні коефіцієнта зв'язку ВР з навантаженням при переміщенні вузла зв'язку в плямі поля досліджуваної моди.

Встановлено, що у ВР з фокусуєчим дзеркалом, складеним з двох відбивачів з циліндричною поверхнею, розподіл поля TEM_{00q} -моди близький до квазіоптичної суми гаусових плям, сформованих суміжними відбивачами, та суттєво відрізняється від квазіоптичної суми гаусових плям при використанні фокусуєчого дзеркала, складеного з трьох та чотирьох відбивачів з циліндричною поверхнею.

Показано, що вищі TEM_{m0q} -моди у ВР зі складеним фокусуєчим дзеркалом також можуть використовуватись для подовження простору взаємодії в багатокаскадному ГДВ, причому у випадку H -поляризації більшу добротність мають моди, в яких нулі в розподілі $E_x(x)$ співпадають зі стиками суміжних циліндричних поверхонь. Вперше запропоновано і перевірено в експерименті метод селекції мод за допомогою вузьких щілин між суміжними відбивачами складеного фокусуєчого дзеркала.

Для формування подовженого поля з супергаусовим розподілом поля TEM_{00q} -моди у ВР з фокусуєчим дзеркалом, складеним з двох відбивачів, запропоновано простий метод згладжування стику циліндричних поверхонь випуклою поверхнею циліндра з заданим радіусом кривизни. Для ВР 8-мм діапазону був знайдений оптимальний радіус згладжування стику на фокусуєчому дзеркалі, який забезпечив збудження TEM_{004} -моди з супергаусовим розподілом поля та добротністю $Q_0 = 21600$, що наближалась до омичної межі.

В терагерцевому діапазоні ($f = 340$ ГГц) проведено 2-D моделювання ВР зі згладженим стиком на складеному фокусуєчому дзеркалі: на $TEM_{00_{11}}$ -моді при $Q_0 = 18400$ одержано супегаусовий розподіл в плямі поля з $2\omega_{sx} = 11,7$ мм. Встановлено, що при перекосі дзеркал ВР на кут $\varphi \geq 0,04^\circ$ має місце суттєва зміна супергаусового розподілу в плямі поля та скорочення довжини простору взаємодії.

РОЗДІЛ 4

ГЕНЕРАТОР ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З АСИМЕТРИЧНОЮ ВІДКРИТОЮ РЕЗОНАНСНОЮ СИСТЕМОЮ

Суттєвим недоліком ГДВ зі здвоєною гребінкою є порівняно вузький діапазон перестроювання частоти генерації в результаті сильного впливу здвоєної гребінки на поле робочої TEM_{00q} -моди в його відкритій резонансній системі (ВРС). В даному розділі для розширення діапазону перестроювання ГДВ та для підвищення стабільності частоти генерації пропонується використати ВРС з асиметричним розміщенням здвоєної гребінки на плоскому дзеркалі, а саме: здвоєна гребінка зміщується на периферію плями поля робочої TEM_{00q} -моди в напрямку, перпендикулярному до руху електронного потоку.

В підрозділі 4.2 приведені результати експериментальних досліджень властивостей робочої TEM_{00q} -моди у ВРС при симетричному та асиметричному розміщенні здвоєної гребінки на плоскому дзеркалі, а також приведені результати 2D-моделювання структури резонансних полів у досліджуваних ВРС. Було встановлено, що зміщення здвоєної гребінки на периферію плями поля знижує її вплив на поле робочої TEM_{00q} -моди і зменшує омичні втрати у гребінці, що сприяє підвищенню добротності та розширенню смуги одномодового перестроювання ВРС по частоті.

В підрозділі 4.3 представлені результати «гарячих» досліджень макета ГДВ з асиметричною ВРС. Для об'єктивної оцінки переваг ГДВ з асиметричною ВРС, проведено порівняння вихідних характеристик генератора в «гарячому» режимі на одному макеті ГДВ при симетричному та асиметричному розміщенні здвоєної гребінки в плямі поля робочої TEM_{00q} -моди. Для ГДВ з обома типами ВРС проведено порівняння ширини діапазону одномодового перестроювання по частоті, величини пускового струму, рівня вихідної потужності і загального ККД генератора.

Матеріали розділу 4 опубліковані у роботах [20,21,25].

4.1 Типи відкритих резонансних систем з асиметричним розміщенням періодичної структури у плямі поля резонансної моди

В традиційних ГДВ для забезпечення взаємодії стрічкового електронного потоку з полем ВРС використовується періодична структура у вигляді відбивної дифракційної решітки з “чверть-хвильовою” глибиною щілин, яка розміщена в центральній частині плоского або циліндричного дзеркала [9,92]. Обмежена по ширині відбивна решітка вносить сильне збурення в структуру резонансного поля, тому проблемі фазового узгодження відбивної решітки з полем робочої моди в широкій смузі частот приділялось достатньо багато уваги [13,14,57,70]. Особливості енергообміну в ГДВ з відбивною дифракційною решіткою, яка була зсунута в плямі поля ВРС вздовж напрямку руху електронного потоку, були розглянуті теоретично в лінійному режимі [93] та нелінійному режимі [94] в припущенні, що зсув решітки не змінює структуру резонансного поля і добротність ВРС.

Перехід до використання в ГДВ здвоєної гребінки з “пів-хвильовою” висотою вздовж вісі ВРС дав можливість підвищити ефективність використання стрічкового електронного потоку по його товщині і суттєво підвищити ККД та вихідну потужність генератора [95]. На оптимальній робочій частоті здвоєна гребінка з “пів-хвильовою” висотою практично не збурює структуру резонансного поля, що дає можливість використовувати в якості робочої TEM_{00q} -моду з малими дифракційними втратами. Суттєвим недоліком ГДВ зі здвоєною гребінкою є відносно малий діапазон перестроювання по частоті, що спричинено зростанням дифракційних втрат у ВРС при перестроюванні ГДВ від оптимальної частоти. Для розширення смуги перестроювання ГДВ раніше була запропонована ВРС з “прозорою” здвоєною гребінкою [96], в якій смуга перестроювання частоти збільшувалась за рахунок симетричного розміщення здвоєної гребінки в полі сталої хвилі між дзеркалами ВРС. Інший спосіб для збільшення діапазону перестроювання був застосований в ГДВ-орбітроні, де здвоєна гребінка розміщувалась на дні прямокутної

канавки, яка грала роль узгоджувального трансформатора між полем здвоєної гребінки і полем резонансної моди у ВРС [15,16]. В даному розділі для зниження впливу здвоєної гребінки на резонансне поле ми розглянули особливості роботи ГДВ з асиметричними модами у його ВРС.

4.2 «Холодні» дослідження властивостей резонансних мод в асиметричній відкритій резонансній системі з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки

4.2.1 Розрахунок параметрів дзеркал для асиметричної ВРС та методика «холодних» досліджень

Для експериментальних досліджень була обрана ВРС, що складається з напівсферичного відкритого резонатора і здвоєної гребінки, розміщеної у центрі плоского дзеркала врівень з його поверхнею (рис. 4.1). Експериментальна установка дозволяла змінювати міждзеркальну відстань D та переміщувати дзеркала у паралельних площинах вздовж вісі OX , чим забезпечувалось зміщення здвоєної гребінки на периферію плями поля TEM_{00q} -моди на плоскому дзеркалі. В центрі сферичного дзеркала з круглою апертурою ($R_{sph} = 50$ мм, $\varnothing 55$ мм) було розміщено вузол зв'язку ВРС з навантаженням (у вигляді щілини $0,1 \times 7,2$ мм² з клиноподібним переходом на стандартний хвилевід $3,4 \times 7,2$ мм²). Плоске дзеркало діаметром $2A = 58$ мм було зрізано з двох сторін до $2B = 30$ мм для розміщення електронної пушки та колектора при «гарячих» дослідженнях ГДВ з асиметричною ВРС. Апертура плоского дзеркала вздовж вісі OX була достатня для зміщення здвоєної гребінки на периферію плями поля без суттєвого збільшення дифракційних втрат у ВРС.

Параметри здвоєної гребінки склали: висота здвоєної гребінки вздовж вісі ВРС - $b = 8,0$ мм, період гребінки - $l = 1,00$ мм, ширина щілин гребінки - $d = 0,50$ мм, ширина пролітного каналу для стрічкового електронного потоку - $\delta = 0,30$ мм, глибина щілин кожної з гребінок - $h = 2,56$ мм. Обрані параметри

здвоєної гребінки забезпечують її повне фазове узгодження з резонансним полем на “пів-хвильовій” частоті $f_{\pi} = 33,7$ ГГц:

$$f_{\pi} = \frac{c}{2b} \sqrt{1 + \left(\frac{2b}{\lambda_{cr}}\right)^2} \quad (4.1)$$

де c – швидкість світла, λ_{cr} – критична довжина H_{10} -хвилі в елементарних хвилеводах з шириною $a = 2h + \delta$, утворених протилежними щілинами здвоєної гребінки. Відмітимо, що через вплив пролітного каналу $\lambda_{cr} < 2a$ [71,72], і для обраних параметрів здвоєної гребінки складає $\lambda_{cr} = 1,976 a$.

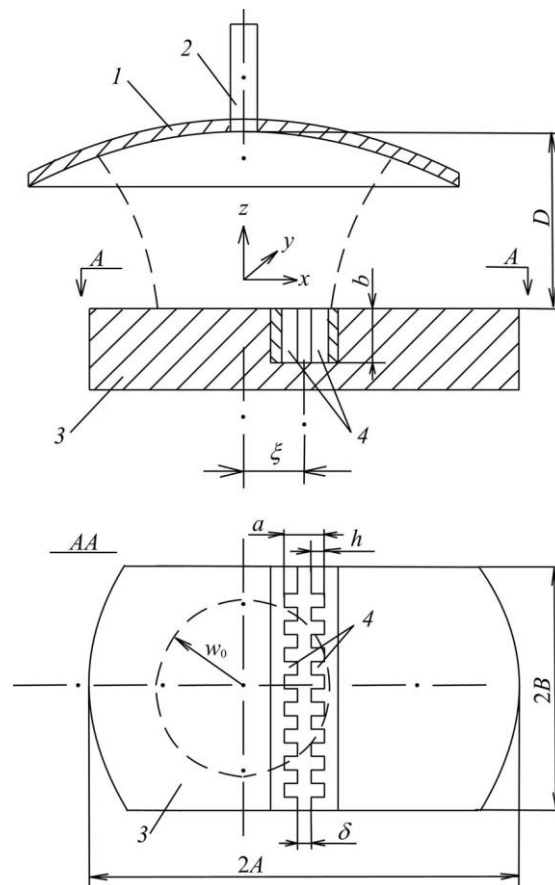


Рисунок 4.1 – Схема асиметричної ВРС: 1 – сферичне дзеркало; 2 – вузол зв’язку з навантаженням; 3 – плоске дзеркало; 4 – здвоєна гребінка

В експерименті вимірювалася навантажена добротність резонансних мод Q_L та коефіцієнт зв'язку ВРС з навантаженням β по резонансній кривій для квадрату модуля коефіцієнту відбиття $|\Gamma|^2$ в підвідному тракті [74]. Для аналізу розподілу електричної компоненти резонансного поля $E_y(x)$ застосовувався метод пробного тіла [75]. Площини аналізу резонансного поля знаходились на відстані $0,25\lambda$ від поверхні плоского дзеркала, що дозволяло звести до мінімуму вплив H -компоненти поля на зсув резонансної частоти.

4.2.2 Вибір оптимального зсуву здвоєної гребінки у плямі поля TEM_{00q} -моди, збуджуваної в асиметричній ВРС

Асиметричне розміщення періодичної структури в плямі поля на дзеркалі ВРС зменшує інтенсивність енергообміну електронного потоку з резонансним полем, що може привести до підвищення стартового струму у ГДВ. З іншого боку, в асиметричній ВРС зменшується вплив періодичної структури на поле робочої моди, що буде сприяти зниженню дифракційних страт для робочої моди та розширенню діапазону перестроювання ГДВ по частоті. В якості критерію при виборі оптимального зсуву ξ для періодичної структури в асиметричній ВРС (рис.1) можна взяти підвищення стартового струму в ГДВ не більш ніж у 1,5 рази при суттєвому розширенні смуги перестроювання по частоті.

Як відомо [9], величина стартового струму I_{st} в ГДВ при відключеному навантаженні визначається довжиною простору взаємодії L , амплітудою електричного поля на періодичній структурі E_y та добротністю ВРС Q_0 на робочій моді:

$$I_{st} \sim \frac{1}{L^2 E_y^2 Q_0} \quad (4.2)$$

Для основної TEM_{00q} моди ефективна довжина простору взаємодії складає $L \approx 3\omega_0$ (ω_0 – радіус плями поля на плоскому дзеркалі), і не змінюється при зміщенні періодичної структури вздовж вісі OX на периферію плями поля. Зменшення амплітуди електричного поля на періодичній структурі частково компенсується зростанням добротності Q_0 за рахунок зниження омичних втрат в періодичній структурі. Якщо омичні втрати в періодичній структурі суттєво перевищують інші втрати робочої моди у ВРС, то не слід очікувати суттєвого збільшення стартового струму в ГДВ з асиметричною ВРС.

Вибір оптимального зміщення здвоєної гребінки ξ зручно провести на частоті f_π , коли здвоєна гребінка не впливає на структуру резонансного поля у міждзеркальному просторі. В експерименті вибір оптимального зміщення ξ для здвоєної гребінки в асиметричній ВРС був проведений для TEM_{006} -моди, яка мала максимальну добротність при вибраній апертурі дзеркал. При послідовному зміщенні здвоєної гребінки на периферію плями поля спостерігався монотонний ріст параметрів Q_L , β та Q_0 для TEM_{006} -моди (рис. 4.2), причому параметри Q_0 та β зросли майже в 3 рази при розміщенні здвоєної гребінки на краю плями поля при $\xi/w_0 = 1$ (розрахований радіус плями поля складав $w_0 = 8,37$ мм).

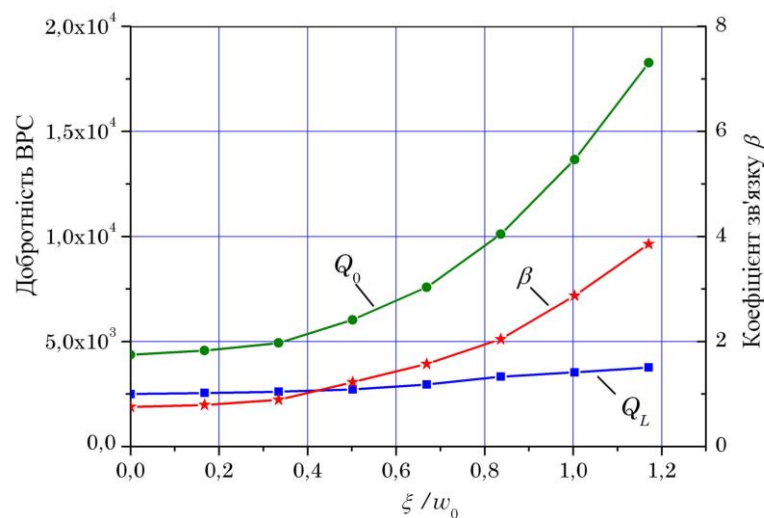


Рисунок 4.2 – Зміна параметрів Q_L , β , Q_0 для TEM_{006} -моди при послідовному зміщенні здвоєної гребінки у плямі поля

Стартовий струм в ГДВ з асиметричною ВРС розраховувався по одержаним в експерименті значенням $Q_L(\xi)$ і $\beta(\xi)$:

$$I_{st}(\xi) \sim \frac{1}{L^2 E_{\max}^2 \exp(-2\xi^2/\omega^2_0) Q_L(\xi) (1 + \beta(\xi))} \quad (4.3)$$

Результати розрахунку $I_{st}(\xi)$ показали (рис. 4.3), що в ГДВ з асиметричною ВРС збільшення стартового струму більш ніж у 1,5 рази слід очікувати при зміщенні здвоєної гребінки на відстань $\xi \geq 0,72\omega_0 = 6,0$ мм. Відмітимо, що при зміщенні здвоєної гребінки на $\xi \geq 0,72\omega_0$, енергія резонансного поля в здвоєній гребінці зменшується в 2,8 разів.

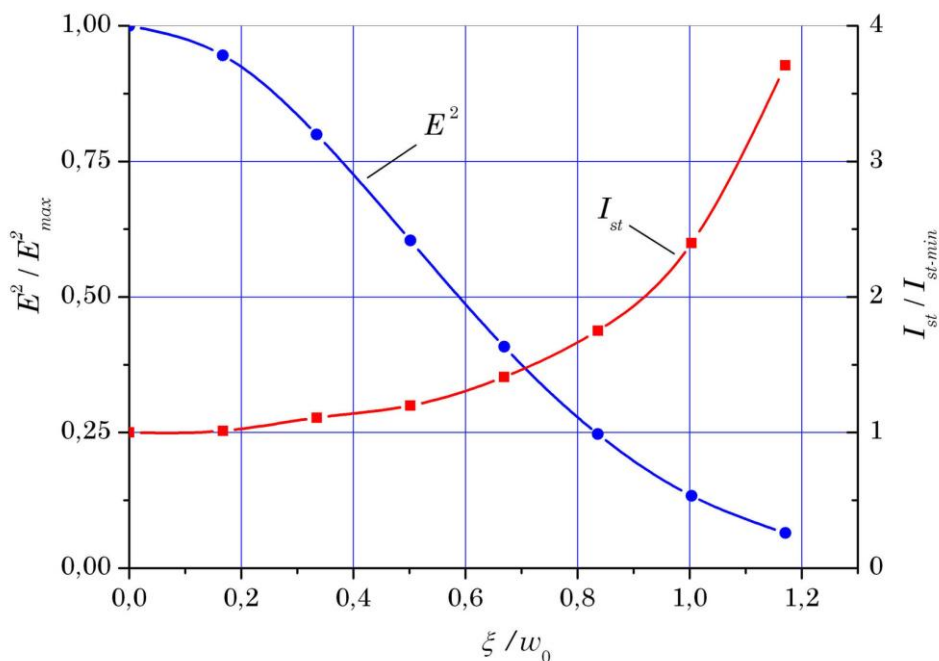


Рисунок 4.3 – Зміна енергії резонансного поля у здвоєній гребінці та стартового струму ГДВ при зміщенні здвоєної гребінки в плямі поля

Діапазон перестроювання по частоті в асиметричній ВРС на TEM_{006} -моді був досліджений для фіксованих значень зміщення здвоєної гребінки: $\xi = 4,0$ мм; $6,0$ мм; $8,0$ мм. Максимум добротності для TEM_{006} -моди

спостерігався на частоті $f \approx f_\pi$ та зростав зі зміщенням здвоєної гребінки від вісі ВРС (рис. 4.4). Розширення смуги перестроювання для TEM_{006} -моди в асиметричній ВРС відбувалося в низькочастотну область ($f < f_\pi$). Найбільша ширина діапазону перестроювання спостерігалася при зміщенні здвоєної гребінки на $\xi = 6,0$ мм. У порівнянні з симетричною ВРС ($\xi = 0$) ширина смуги перестроювання збільшилася в 1,5 рази при добротності робочої моди $Q_0 \geq 3000$.

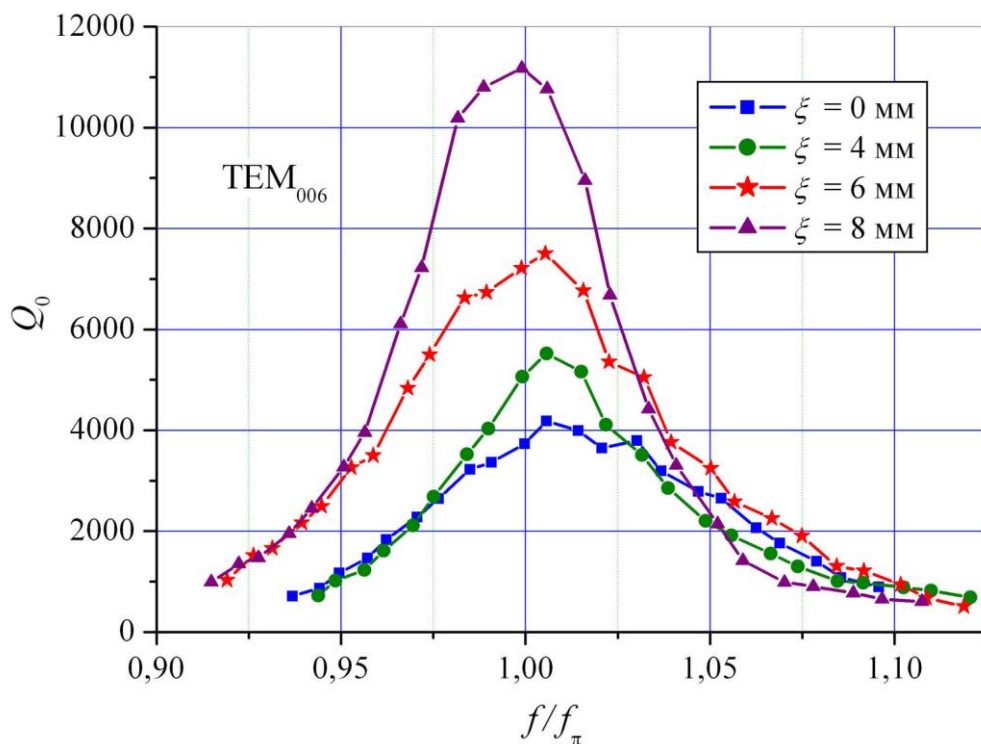


Рисунок 4.4 – Смуга перестроювання ВРС на TEM_{006} -моді при $\xi = 0$ мм; $\xi = 4$ мм; $\xi = 6$ мм; $\xi = 8$ мм

Розширення смуги перестроювання ВРС в низькочастотну область ($f < f_\pi$) спостерігалася також в асиметричній ВРС при роботі на TEM_{004} -моді (рис. 4.5). Для TEM_{005} -моди в смузі перестроювання ВРС мале місце провали в добротності, які пов'язані з виродженням мод поблизу пів-конфокальної геометрії ВРС при $D \approx 0,5 R_{sph}$.

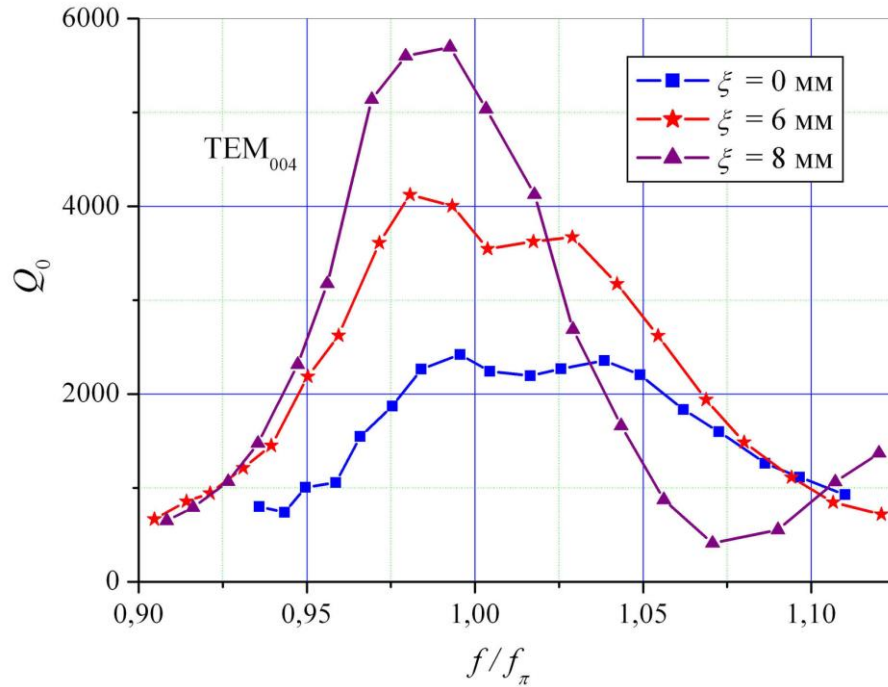


Рисунок 4.5 – Сму́га перестроювання ВРС на TEM_{004} -моді при $\xi = 0$ мм; $\xi = 6$ мм; $\xi = 8$ мм

4.2.3 Динаміка зміни структури резонансного поля TEM_{00q} -моди в асиметричній ВРС по діапазону перестроювання частоти

Фізична причина розширення діапазону перестроювання в асиметричній ВРС була з'ясована при аналізі розподілу поля TEM_{006} -моди за допомогою 2-D моделі ВРС [77], в якій здвоєна гребінка замінена прямокутною канавкою на плоскому дзеркалі з шириною a та глибиною b . Апертура та кривизна дзеркал в 2-D моделі відповідали параметрам експериментальної ВРС: розміри прямокутної канавки - $a = 5,40$ мм; $b = 8,00$ мм; зміщення прямокутної канавки від вісі ВРС - $\xi = 6,0$ мм. Розрахована згідно (4.1) “пів-хвильова” частота для 2-D моделі склала: $f_\pi = 33,52$ ГГц. Результати розрахунку структури поля в симетричній та асиметричній ВРС у випадку Е-поляризації резонансного поля ($\vec{E} \parallel OY$) представлені на рис. 4.6. Джерелом збудження коливань у ВРС була лінія струму, розташована в прямокутній канавці на рівні $z = -0,5b$.

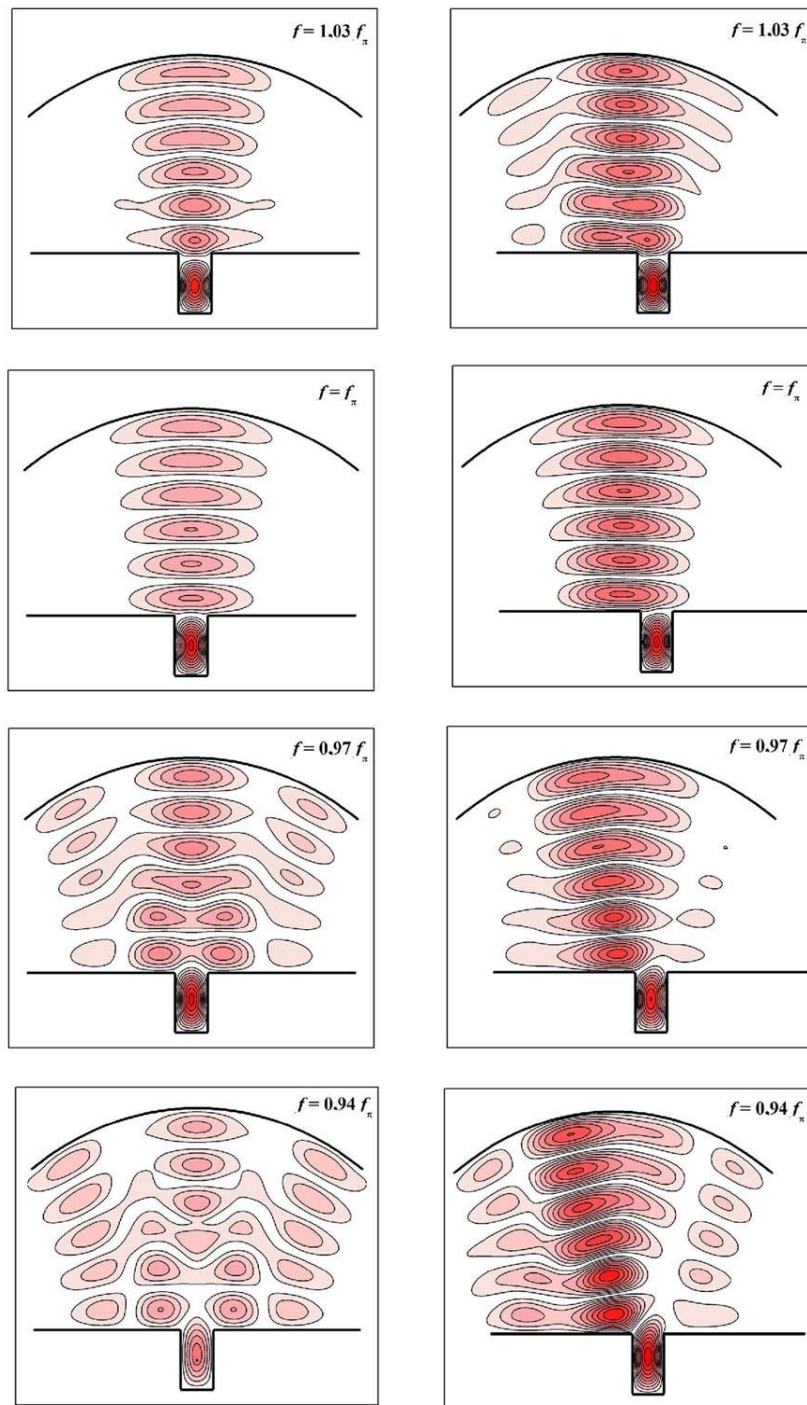


Рисунок 4.6 – Зміна структури резонансного поля TEM_{006} -моди по діапазону перестроювання частоти в симетричній ВРС (ліва колонка) та асиметричній ВРС (права колонка). Лінії рівних амплітуд приведені з дискретністю $0,1E_{max}$.

Отримані розподіли E_y -компоненти поля TEM_{006} -моди демонструють суттєві відмінності у механізмі формування структури резонансного поля в

симетричній та асиметричній ВРС. На частоті $f = f_{\pi}$ прямокутна канавка практично не збурює структуру поля TEM_{006} -моди в міжзеркальному просторі та не вносить суттєвих дифракційних втрат як в симетричній, так і в асиметричній ВРС. При перестроюванні TEM_{006} -моди вниз по частоті ($f = 0,97 f_{\pi}$; $f = 0,94 f_{\pi}$) в симетричній ВРС поле, яке виступає з канавки руйнує структуру резонансної моди, що призводить до швидкого росту дифракційних втрат (рис.6, ліва колонка). В асиметричній ВРС при перестроюванні TEM_{006} -моди вниз по частоті поле, яке виступає з канавки, лише “зсуває” резонансне поле в міжзеркальному просторі без збурення його структури та без суттєвого збільшення дифракційних втрат (рис.6, права колонка).

На рис. 4.7 приведено порівняння теоретичних результатів розподілу E_y – компоненти над поверхнею плоского дзеркала з експериментальними даними, отриманими за допомогою методу пробного тіла. Як пробне тіло використовувалась провідна сфера $\varnothing 1,5$ мм, амплітуда резонансного поля була знайдена по зсуву резонансної частоти [75,81]. Площина аналізу була віддалена від поверхні дзеркала зі здовоною гребінкою на $dz = 2,2$ мм. Максимальний зсув резонансної частоти, викликаний пробним тілом, складав $|f - f_q| = (40 \div 80)$ МГц, що дозволяло впевнено реєструвати амплітуду резонансного поля до $\sim 0,05 E_{max}$. Отримані експериментальні результати по розподілу резонансного поля відповідають даним 2-D моделі для симетричної та асиметричної ВРС. На частоті $f = f_{\pi}$ розподіл E -компоненти резонансного поля в симетричній та асиметричній ВРС має гаусовий характер з малою амплітудою поля на краях апертури плоского дзеркала. При відстроюванні від режиму фазового узгодження як в бік вищих частот ($f = 1,03 f_{\pi}$), так і в низькочастотну область ($f = 0,97 f_{\pi}$; $f = 0,94 f_{\pi}$) спостерігається збільшення амплітуди поля на краях апертури плоского дзеркала. Це призводить до зниження добротності TEM_{006} -моди за рахунок росту дифракційних втрат як в симетричній ВРС, так і в асиметричній ВРС.

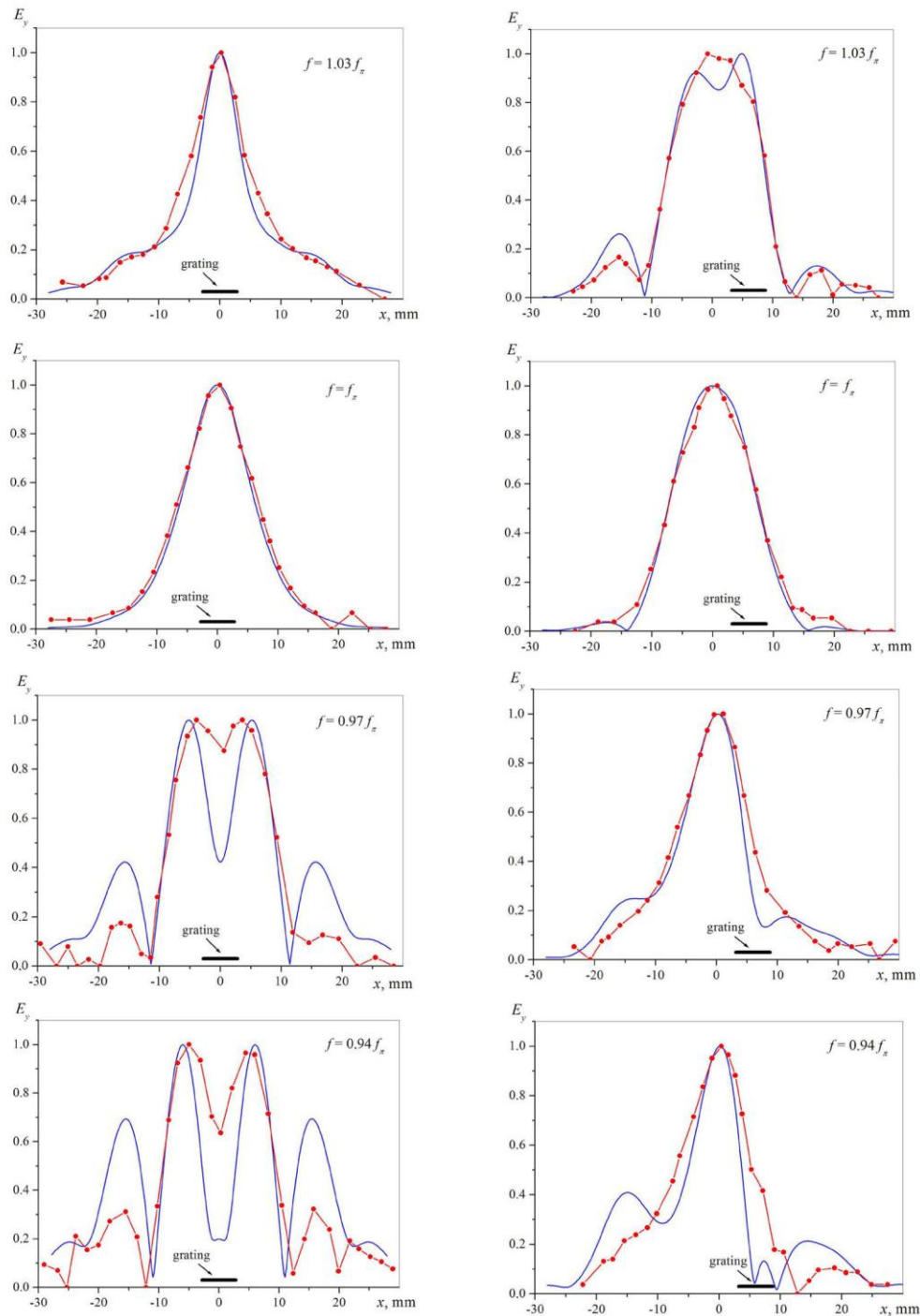


Рисунок 4.7 – Розподіл E_y -компоненти поля TEM_{006} -моди поблизу плоского дзеркала в симетричній ВРС (ліва колонка) і в асиметричній ВРС (права колонка: — теорія ; ● експеримент)

Якщо в симетричній ВРС на частотах $f = 0,97 f_\pi$, $f = 0,94 f_\pi$ відбувається роздвоєння плями поля та поява додаткових варіацій поля поблизу краю

апертури плоского дзеркала, то в асиметричній ВРС спостерігається тільки зміщення резонансного поля від вісі OZ . Треба відмітити також, що в експерименті на краях апертури плоского дзеркала був зареєстрований більш низький рівень резонансного поля, ніж в 2-D моделі ВРС. Причина такої відмінності, скоріш за все, обумовлена тим, що прямокутна канавка вносить сильніше збурення поля резонансної моди ніж здвоєна гребінка.

4.3 “Гарячі” дослідження генератора дифракційного випромінювання з асиметричною відкритою резонансною системою

4.3.1 Дослідження вихідних характеристик ГДВ з асиметричною ВРС при висоті здвоєної гребінки $b = 8$ мм

При “холодних” дослідженнях властивостей резонансних мод в асиметричній ВРС зі здвоєною гребінкою було показана можливість розширення діапазону одномодового перестроювання по частоті при суттєвому підвищенні добротності коливачів. Але на вихідні характеристики ГДВ впливає багато додаткових факторів, і тільки проведення “гарячих” досліджень особливостей генерації коливачів в ГДВ з асиметричною ВРС дозволяє встановити перспективність її використання в нових модифікаціях генератора. Для коректного порівняння властивостей макету ГДВ з симетричною та асиметричною ВРС спочатку плоске дзеркало зі здвоєною гребінкою розміщувалося симетрично відносно повздовжньої вісі ВРС, а потім зміщувалося (вздовж OX) на оптимальну відстань $\xi = 6,0$ мм (див. рис. 4.1). Параметри дзеркал ВРС були ті ж, що і при “холодних” вимірюваннях властивостей резонансних мод: сферичне дзеркало з радіусом кривизни $R_{sph} = 50$ мм і діаметром $\varnothing 55$ мм; плоске дзеркало зі здвоєною гребінкою мало апертуру $\varnothing 58 \times 32$ мм². Параметри здвоєної гребінки склали: $l = 1,00$ мм; $d = 0,50$ мм; $h = 2,56$ мм; $b = 8,0$ мм; довжина здвоєної гребінки $L = 25$ мм.

Режим повного фазового узгодження здвоєної гребінки з резонансним полем згідно (4.1) відповідав частоті: $f_{\pi} = 33,7$ ГГц.

При “гарячих” дослідженнях був встановлений характер зміни стартового струму та вихідної потужності ГДВ по діапазону перестроювання частоти. Для ідентифікації в експерименті збудження коливань саме на TEM_{00q} -моді фіксувалась резонансна відстань $D_{00q}(f)$ між дзеркалами на частоті f_{π} (або довжині хвилі λ_{π}), яка знаходилась з умови резонансу в напівсферичному ВР з гладкими дзеркалами:

$$\frac{2D_{00q}}{\lambda_{\pi}} = q + \frac{1}{2\pi} \arccos \left(1 - \frac{2D_{00q}}{R_{sph}} \right) \quad (4.4)$$

При роботі на TEM_{004} -моді в ГДВ з симетричною ВРС максимум вихідної потужності спостерігався поблизу $f_{\pi} = 33,7$ ГГц і складав $P_{max} = 39$ Вт (при $I_a = 120$ мА), а ширина діапазону перестроювання на рівні $0,5 P_{max}$ складала $\Delta f/f_{\pi} = 6,2\%$. Для ГДВ з асиметричною ВРС при зміщенні періодичної структури на $\xi = 6,0$ мм максимальна вихідна потужність генерації спостерігалася на частоті $f = 32,8$ ГГц та складала: $P_{max} = 34$ Вт, а діапазон перестроювання розширився у низькочастотну область до $\Delta f/f_{\pi} = 9,4\%$ (рис. 4.8,а). Стартовий струм ГДВ з асиметричною ВРС збільшився в 1,5-2 рази до значень $I_{st} = (45 - 60)$ мА при перестроюванні в смузі частот $(31,0 \div 34,5)$ ГГц (рис. 4.8,б).

Навантажена добротність в асиметричній ВРС на TEM_{004} -моді підвищилася несуттєво (рис. 4.8,в), а зростання стартового струму в ГДВ було пов'язане скоріш за все зі зниженням амплітуди резонансного поля в здвоєній гребінці при її зміщенні на периферію плями поля TEM_{004} -моди. В ГДВ з асиметричною ВРС спостерігалось також суттєве збільшення коефіцієнту зв'язку з навантаженням (рис. 4.8,в), що сприяло збільшенню контурного ККД і

вихідної потужності ГДВ в низькочастотній області діапазону перестроювання.

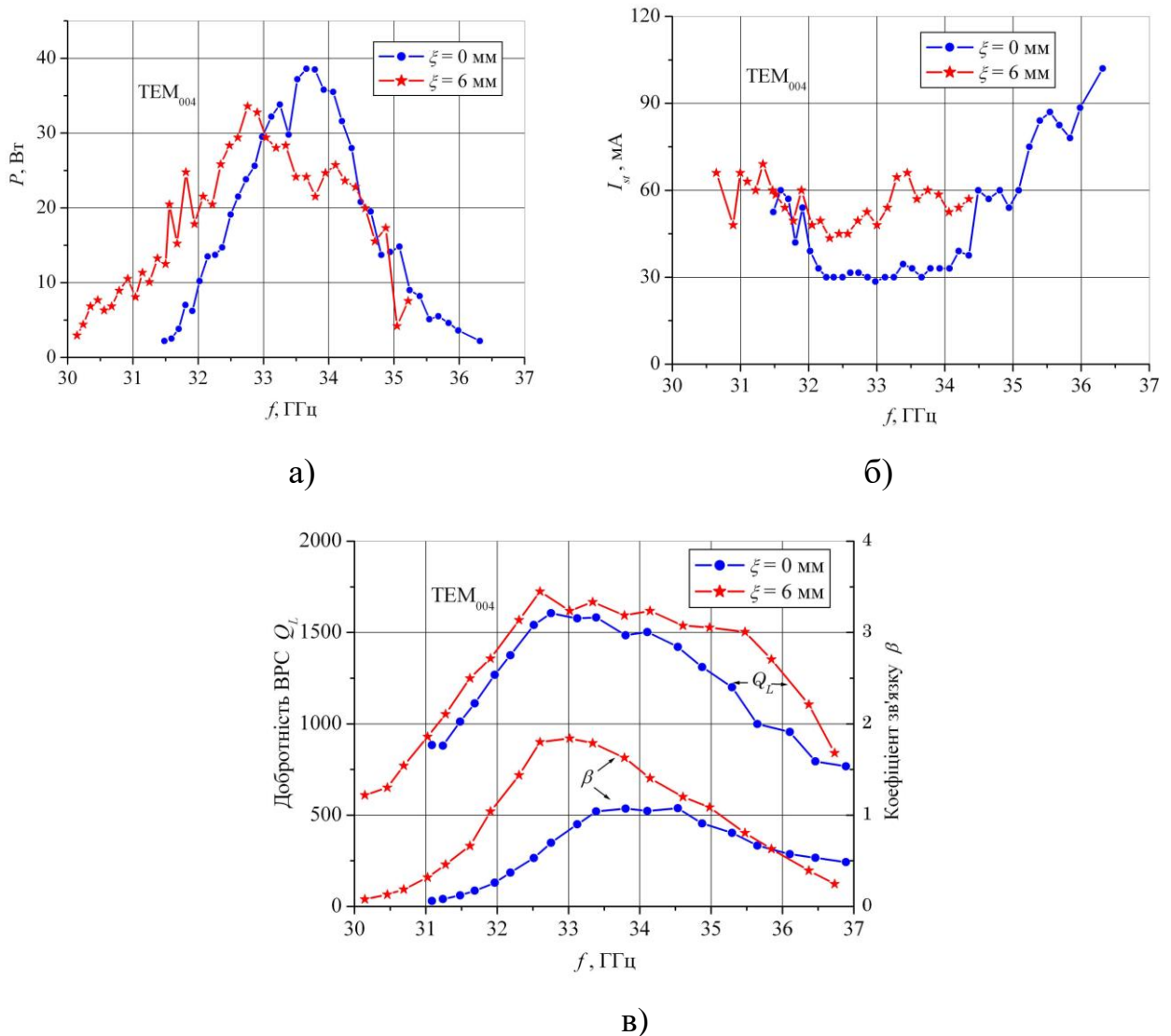


Рисунок 4.8 – Характеристики експериментального макета ГДВ з симетричною ВРС і асиметричною ВРС при перестроюванні частоти на TEM₀₀₄-моді

Резонансний вплив дифракційних втрат на ширину діапазону перестроювання більш чітко виявився при роботі макета ГДВ на TEM₀₀₆-моді. Так, максимум вихідної потужності ГДВ спостерігався поблизу частоти f_π і складав $P_{max} = 34$ Вт (рис. 4.9,а). Діапазон перестроювання частоти для ГДВ з асиметричною ВРС симетрично розширився до $\Delta f/f_\pi = 8,5\%$, і також зменшились перепади у вихідній потужності генератора. В ГДВ з

асиметричною ВРС стартовий струм зростав не більш ніж в 1,5 рази (рис. 4.9,б) і на частотах поблизу f_{π} складав $I_{st} = (41 - 44)$ мА. Цьому сприяло помітне збільшення навантаженої добротності Q_L в асиметричній ВРС на TEM_{006} -моді (рис. 4.9,в). Максимальний коефіцієнт зв'язку ВРС з навантаженням в асиметричній ВРС сягав $\beta = 1,6$.

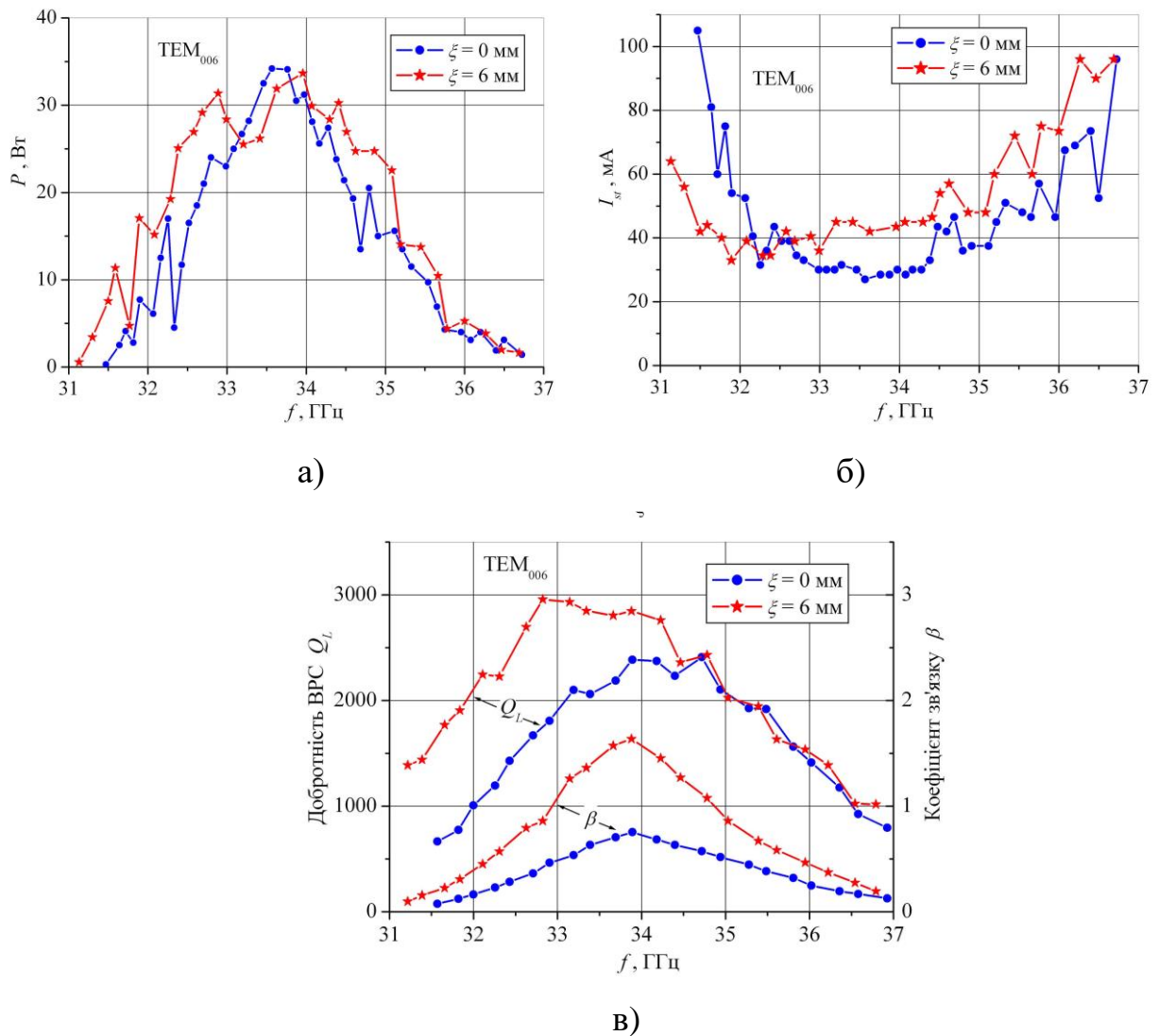


Рисунок 4.9 – Характеристики експериментального макета ГДВ з симетричною і асиметричною ВРС при роботі на TEM_{006} -моді

Порівняльний аналіз ефективності ГДВ з симетричною і асиметричною ВРС було проведено на частотах $f \approx f_{\pi}$ при максимальній вихідній потужності

ГДВ в діапазоні перестроювання частот. Спочатку дослідження ефективності ГДВ при роботі на TEM_{006} -моді були проведені з періодичною структурою довжиною $L = 25 \text{ мм} \approx 3\omega_0$. При збільшенні робочого струму спостерігався лінійний ріст вихідної потужності генерації в ГДВ з симетричною і асиметричною ВРС (рис. 4.10). Загальний ККД в ГДВ з симетричною ВРС досягав насичення ($N_{max} = 8,4\%$) при робочому струмі $I_a \geq 120 \text{ мА}$. В ГДВ з асиметричною ВРС загальний ККД також досягав насичення ($N_{max} = 7,9\%$) при робочому струмі $I_a \geq 140 \text{ мА}$.

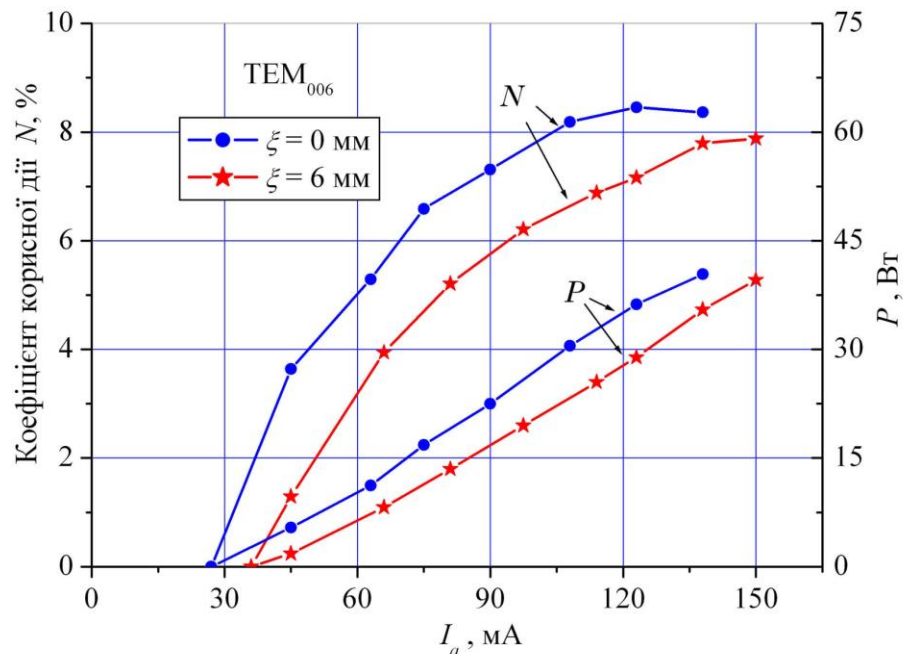


Рисунок 4.10 – Залежність ККД і вихідної потужності від робочого струму для макетів ГДВ з симетричною і асиметричною ВРС при довжині простору взаємодії $L = 25 \text{ мм}$

При скороченні довжини простору взаємодії до $L = 17 \text{ мм} \approx 2\omega_0$ насичення загального ККД не спостерігалось аж до струму пучка $I_a = 150 \text{ мА}$, як в ГДВ з симетричною ВРС, так і в ГДВ з асиметричною ВРС (рис. 4.11). При струмі пучка $I_a > 90 \text{ мА}$ вихідна потужність і загальний ККД в ГДВ з асиметричною ВРС вже перевищували аналогічні параметри для ГДВ з

симетричною ВРС. Максимальні параметри по ефективності ГДВ з асиметричною ВРС при $I_a = 153$ мА склали: $N_{max} = 11\%$; $P_{max} = 60$ Вт. Для ГДВ з симетричною ВРС максимальні параметри по ефективності при $I_a = 150$ мА були трохи нижчі і склали: $N_{max} = 9,4\%$; $P_{max} = 50$ Вт.

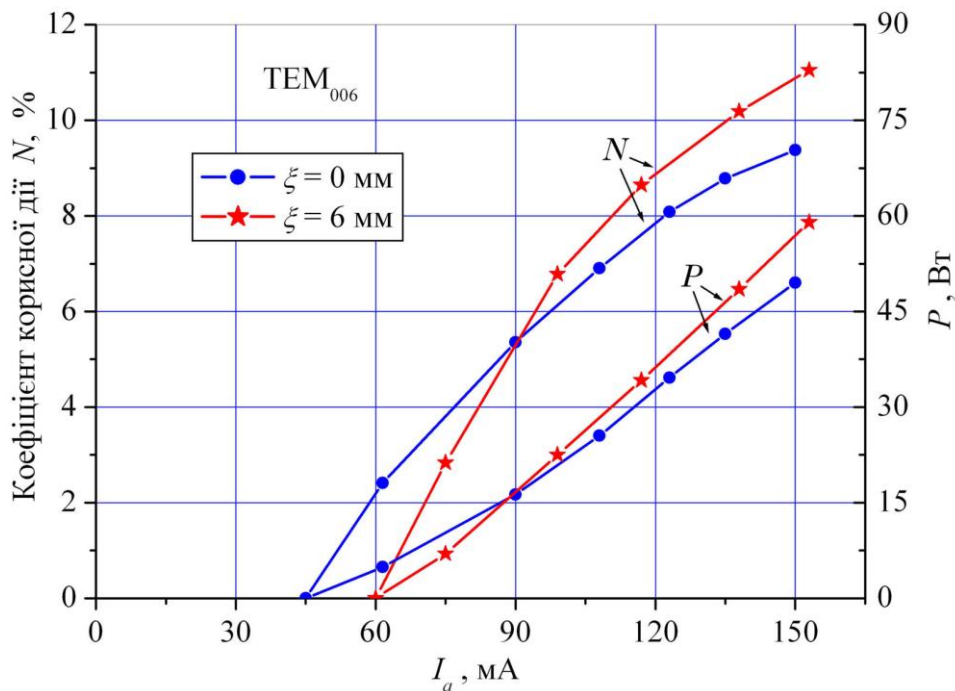


Рисунок 4.11 – Залежність ККД і вихідної потужності від робочого струму для макетів ГДВ з симетричною і асиметричною ВРС при довжині простору взаємодії $L = 17$ мм

4.3.2 Дослідження вихідних характеристик ГДВ з асиметричною ВРС при висоті здвоєної гребінки $b = 10$ мм

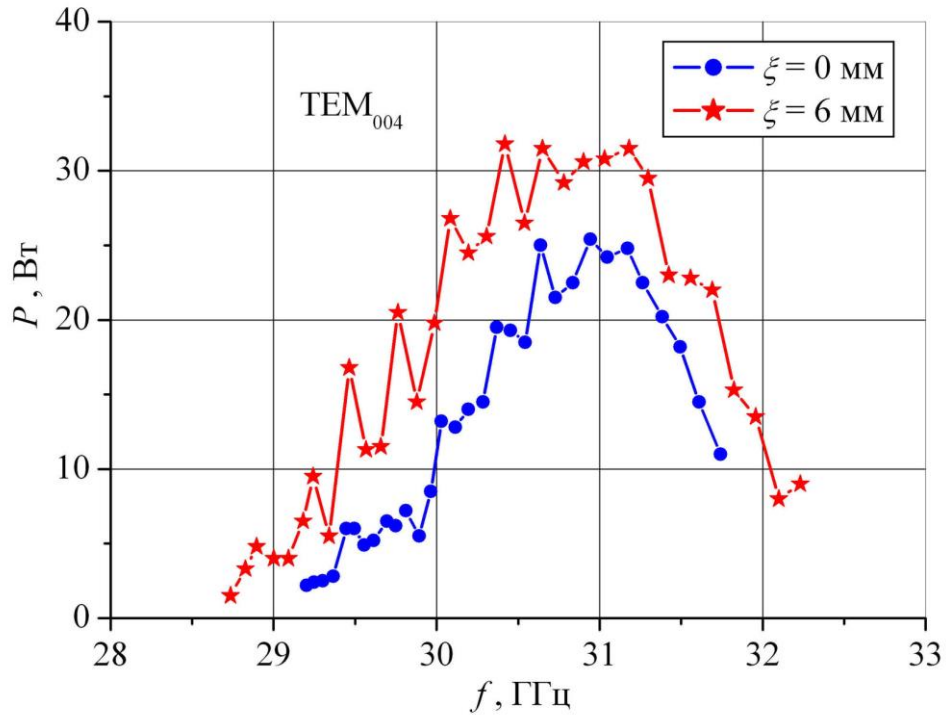
Для ГДВ зі здвоєною гребінкою характерним являється суттєве подовження H_{10} -хвилі в елементарних хвилеводах, утворених протилежними щілинами гребінки. Цей факт дозволяє використовувати у ГДВ більш широкі електронні пучки, що особливо важливо при роботі в короткохвильовій частині мм-діапазону. З іншої сторони, здвоєна гребінка з великим подовженням H_{10} -

хвилі в її щілинах спричиняє звуження діапазону перестроювання ГДВ по частоті і зниження стабільності генерованих коливань через ріст омичних втрат. Ці протиріччя вдається подолати при використанні в ГДВ асиметричної ВРС зі здвоєною гребінкою, зміщеною на периферію плями поля TEM_{00q} -моди.

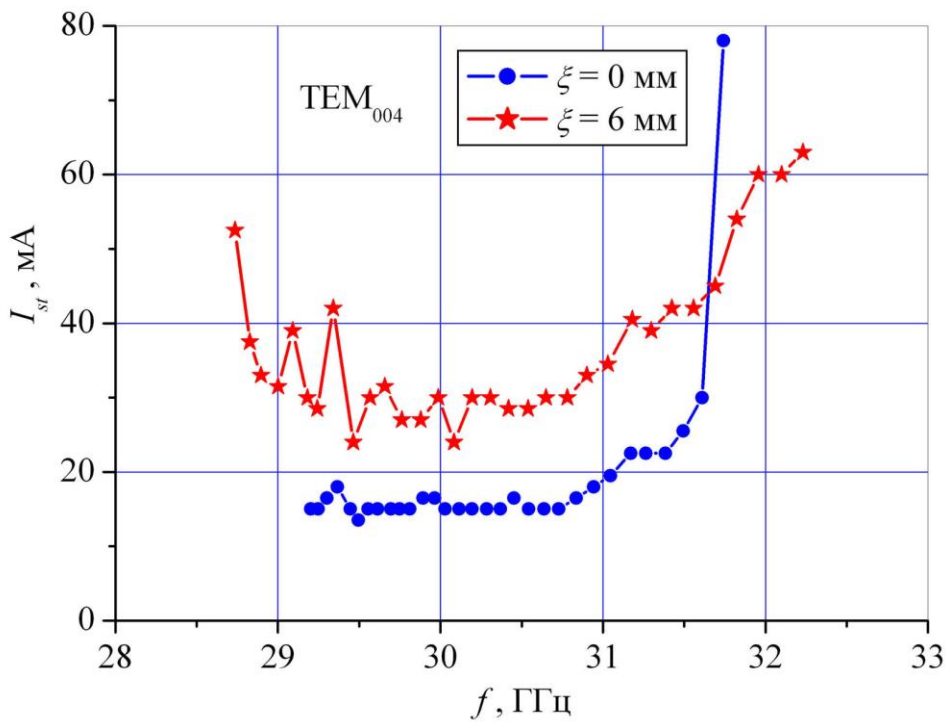
В експерименті перевірка впливу асиметричної ВРС на вихідні характеристики ГДВ при збільшенні висоти здвоєної гребінки була проведена на макеті генератора з напівсферичною ВРС (кривизна сферичного дзеркала $R_{sph} = 50$ мм, апертура $\varnothing 55$ мм). Висота здвоєної гребінки вздовж повздовжньої вісі ВРС складала $b = 10$ мм, довжина простору взаємодії - $L = 32$ мм, період здвоєної гребінки - $l = 1,00$ мм, частота повного фазового узгодження здвоєної гребінки з резонансним полем - $f_{\pi} = 30,97$ ГГц.

Максимум вихідної потужності ГДВ з симетричною ВРС при роботі на TEM_{004} -моді спостерігався поблизу $f_{\pi} = 30,97$ ГГц і складав $P_{max} = 25$ Вт, ширина діапазону перестроювання частоти на рівні $0,5 P_{max}$ складала $\Delta f/f_{\pi} = 5,2\%$. При зміщенні періодичної структури на $\xi = 6,0$ мм максимальна вихідна потужність генерації зростає до $P_{max} = 32$ Вт, а діапазон перестроювання частоти розширився до $\Delta f/f_{\pi} = 6,8\%$ (рис. 4.12,а). Завдяки збільшенню довжини простору взаємодії до $L = 32$ мм стартовий струм в макеті ГДВ з симетричною ВРС складав $I_{st} = 15$ мА. Стартовий струм ГДВ з асиметричною ВРС зріс в 2 рази і склав $I_{st} = (24 - 33)$ мА при перестроюванні в смузі частот $(29,5 \div 31)$ ГГц (рис. 4.12,б).

На частоті $f = 31,0$ ГГц були проведені дослідження ефективності ГДВ зі здвоєною гребінкою висотою $b = 10$ мм. Було встановлено, що загальний ККД в макеті ГДВ з симетричною ВРС досягав насичення ($N_{max} = 7,5\%$) при робочому струмі $I_a \geq 100$ мА, а при використанні асиметричної ВРС загальний ККД зріс до $N_{max} = 8,8\%$ при струмі пучка $I_a = 144$ мА (рис. 4.13).



а



б)

Рисунок 4.12 – Вихідні характеристики макету ГДВ зі здвоєною гребінкою висотою $b = 10$ мм при роботі на TEM_{004} -моді

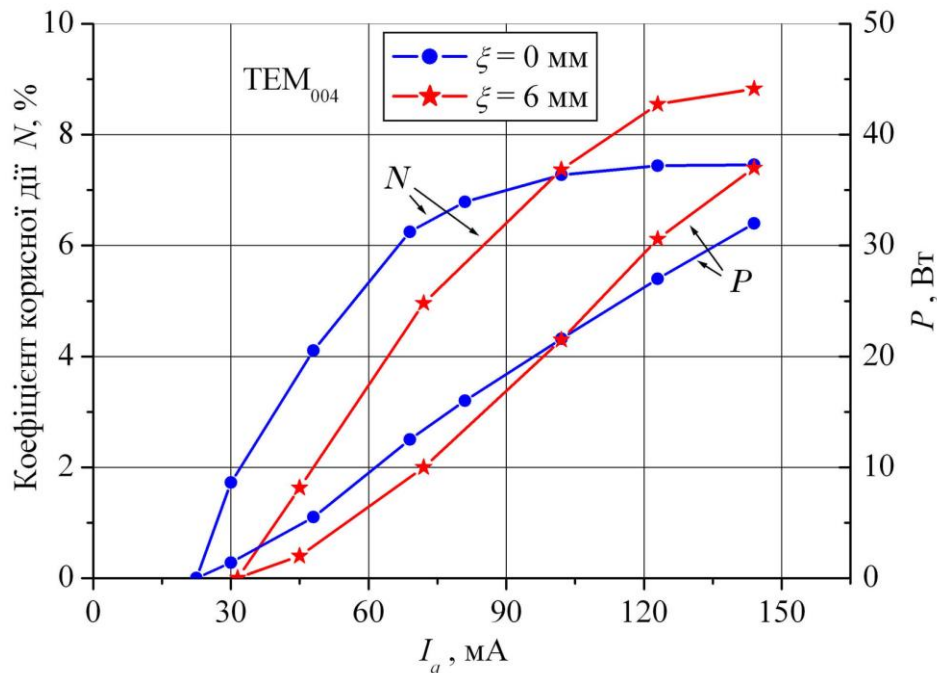


Рисунок 4.13 – Порівняння ефективності ГДВ з симетричною і асиметричною ВРС зі здвоєною гребінкою висотою $b = 10$ мм при роботі на TEM_{004} -моді

Висновки до розділу 4

Вперше запропоновано та досліджено особливості роботи ГДВ на асиметричних модах, які виникають у ВРС при зміщенні здвоєної гребінки на периферію плями поля в напрямку, перпендикулярному до руху електронного потоку. Встановлено, що використання ВРС з асиметричними модами знижує деструктивний вплив гребінки на формування резонансного поля та зменшує омичні втрати у гребінці, що сприяє підвищенню добротності ВРС та розширює смуги одномодового перестроювання ГДВ по частоті.

В K_a -діапазоні проведені “холодні” дослідження властивостей TEM_{00q} -мод в асиметричній ВРС і встановлена структура резонансного поля, що дало можливість встановити фізичну природу розширення смуги одномодового перестроювання у ВРС зі здвоєною гребінкою, розміщеною на периферії плями поля. Було встановлено, що в асиметричній ВРС при перестроюванні вниз по

частоті поле, яке виступає зі здвоєної гребінки, лише “зсуває” резонансне поле від вісі ВРС без збурення його структури та без суттєвого збільшення дифракційних втрат.

Вибрано оптимальне зміщення здвоєної гребінки (ξ) на плоскому дзеркалі від вісі ВРС, яке дає можливість розширити смугу одномодового перестроювання по частоті без суттєвого підвищення стартового струму в ГДВ: $\xi \approx 0,7\omega_0$, де ω_0 - радіус плями поля TEM_{00q} -моди на дзеркалі ВРС.

Проведені дослідження особливостей роботи ГДВ у «гарячому» режимі підтвердили перспективність використання асиметричної ВРС для розширення діапазону перестроювання генератора по частоті. Так, в макеті ГДВ зі здвоєною гребінкою висотою $b = 8.0$ мм і довжиною простору взаємодії $L = 25$ мм діапазон перестроювання по частоті розширився у 1,5 рази і на рівні $0,5 P_{\max}$ склав $\Delta f/f_{\pi} = 9,4\%$ при $P_{\max} = 35$ Вт. При висоті здвоєної гребінки $b = 10,0$ мм в макеті ГДВ з асиметричною ВРС вдалося розширити діапазон перестроювання частоти в 1,3 рази ($\Delta f/f_{\pi} = 6.8\%$).

Зміщення здвоєної гребінки на периферію плями поля призвело до збільшення стартового струму ГДВ в $\sim 1,5$ рази, але також зменшило вплив перегрупування в електронному потоці на вихідні параметри ГДВ. Так при робочому струмі $I_a = 150$ мА загальний ККД в ГДВ з асиметричною ВРС склав $N = 11\%$ і ще не мав насичення при рівні вихідної потужності $P = 60$ Вт, а при використанні симетричної ВРС вихідні параметри ГДВ при $I_a = 150$ мА склали тільки: $N = 9,4\%$; $P = 50$ Вт.

РОЗДІЛ 5

ГЕНЕРАТОР ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З ПЕРЕСТРОЮВАННЯМ ЧАСТОТИ НА ЗВ'ЯЗАНИХ МОДАХ В ЙОГО ВІДКРИТІЙ РЕЗОНАНСНІЙ СИСТЕМІ

Явище виникнення міжтипових коливань поблизу конфокальної геометрії спостерігалось ще в перших дослідженнях ВР зі сферичними дзеркалами [97], та пов'язувалось з недосконалість виготовлення дзеркал. За допомогою строгої математичної теорії для опису електромагнітних коливань у ВР [98] було встановлено, що взаємодія резонансних мод присутня і для ідеально симетричних ВР [99]. Явище виникнення генерації на міжтипових коливаннях ВРС спостерігалось і при експериментальних дослідженнях ГДВ з симетричною ВРС та періодичною структурою у вигляді вузької відбивної ґратки [100,101]. В експериментальних зразках ГДВ з напівсферичною або сферо-циліндричною ВРС завжди присутня невелика асиметрія у взаємному розташуванні дзеркал. Це призводить до додаткової взаємодії резонансних мод з різних класів симетрії по поперечним індексам. Так, наприклад, в малооб'ємному ГДВ [24,102] внаслідок незначного зсуву між площинами симетрії дзеркал спостерігалась локальна взаємодія TEM_{001} та TEM_{101} -мод, яка супроводжувалась зниженням добротності ВРС та провалом у вихідній потужності генератора. При цільовому створенні умов для взаємодії у ВРС робочої TEM_{00q} -моди з найближчою TEM_{10q} -модом, яка має ще достатньо високу добротність, стає можливою реалізація роботи ГДВ на зв'язаних модах в широкій смузі частот без впливу вищих мод (TEM_{20q} , TEM_{30q} , TEM_{40q} та ін.) на вихідні характеристики генератора.

В даному розділі приведено детальний аналіз особливостей конкуренції мод в ГДВ з симетричними та асиметричними ВРС. Представлені результати розробки та експериментальних досліджень ГДВ з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки та перестроюванням частоти на зв'язаних модах в його ВРС. В якості робочої було обрано одну з гілок зв'язаних мод

$TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$, які виникають у ВРС при зсуві між площинами симетрії дзеркал. Для аналізу властивостей ВРС була використана строга 2-D модель, за допомогою якої була встановлена оптимальна ширина зсуву між площинами симетрії дзеркал. Показано що робота на зв'язаних модах дозволила розширити діапазон перестроювання частоти ГДВ без провалів у вихідній потужності та виключити вплив вищих мод (TEM_{20q} , TEM_{30q} та ін.) на вихідні характеристики генератора. Матеріали розділу 5 опубліковані в роботах [21,22].

5.1 Вплив вищих мод відкритої резонансної системи на вихідні характеристики генератора дифракційного випромінювання

Суттєвий вплив на вихідні характеристики ГДВ має конкуренція мод, які збуджуються електронним пучком у ВРС. Особливо сильно явище конкуренції мод проявляється при використанні в ГДВ симетричних ВРС. Так, при використанні в ГДВ симетричної ВРС у вигляді напівсферичного ВР згущення спектра резонансних мод має місце поблизу напівконфокальної геометрії резонатора при $D \approx 0,5R_{sph}$. В цьому випадку у ВРС зближуються резонансні частоти для основної TEM_{00q} -моди та вищих $TEM_{mn(q-1)}$ -мод з індексами $m + n = 4$.

Використання в ГДВ асиметричної ВРС дозволяє суттєво знизити вплив виродження мод поблизу напівконфокальної геометрії, що було підтверджено при експериментальних дослідженнях макета ГДВ зі з двоєною гребінкою висотою $b = 8,0$ мм і довжиною простору взаємодії $L = 25$ мм ($R_{sph} = 50$ мм). Так, при роботі ГДВ на TEM_{005} -моді поблизу напівконфокальної геометрії ($D \approx 25$ мм) використання асиметричної ВРС (див. Рис.4.1) дозволило суттєво розширити смугу генерованих частот без зниження максимального рівня вихідної потужності генератора. Якщо у ГДВ з симетричною ВРС (зсув між площинами симетрії дзеркал $\xi = 0$ мм) смуга перестроювання частоти по рівню $0,5P_{max}$ складала через виродження мод всього $\Delta f/f_{\pi} = 3,8\%$, то у ГДВ з

асиметричною ВРС ($\xi = 6$ мм) смуга перестроювання частоти розширилась до $\Delta f/f_\pi = 6,2\%$ (Рис.5.1).

Суттєве подовження H_{10} -хвилі в елементарних хвилеводах, утворених протилежними щілинами здвоєної гребінки [19,102] призводить до збільшення крутизни дисперсійної залежності $D_{00q}(f)$ для TEM_{00q} -моди, особливо у низькочастотній зоні смуги перестроювання ГДВ при $\lambda \rightarrow \lambda_{cr} \approx 2a$.

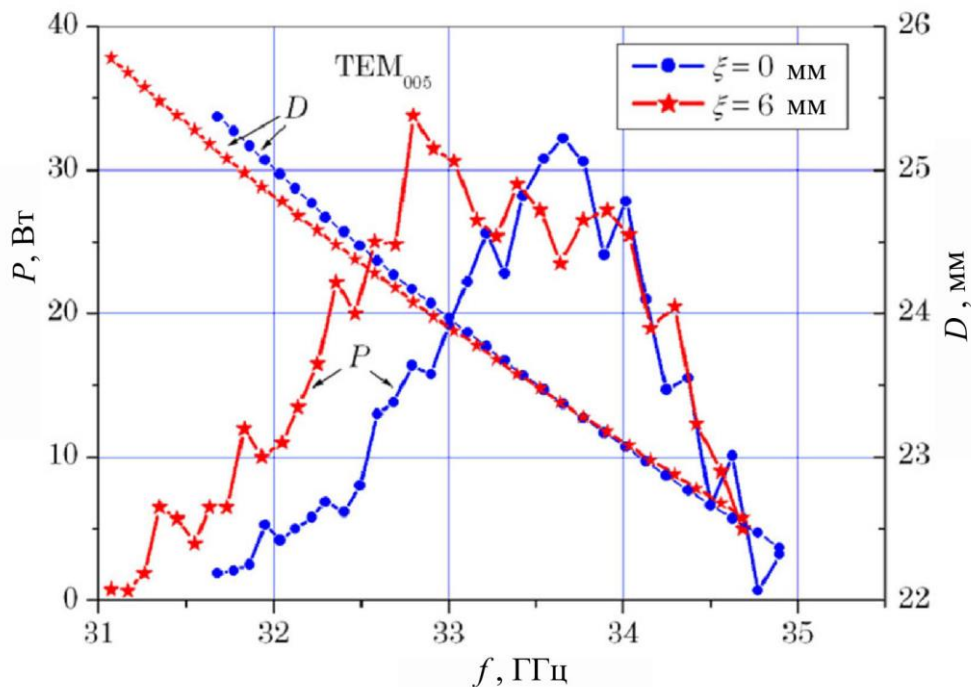


Рисунок 5.1 - Смуга перестроювання частоти в ГДВ з симетричною ВРС і асиметричною ВРС при роботі на TEM_{006} -моді поблизу напівконфокальної геометрії ($D \approx R_{sph} = 25$ мм)

Для вищих TEM_{mnq} -мод вплив здвоєної гребінки на резонансне поле незначний, тому їх дисперсійні залежності $D_{mnq}(f)$ мають меншу крутизну та можуть бути знайдені наближено з дисперсійного рівняння для напівсферичного ВР з гладкими дзеркалами (5.1):

$$\frac{2D_{mnq}}{\lambda} = q + \frac{1}{2\pi} (1 + m + n) \arccos \left(1 - \frac{2D_{mnq}}{R_{sph}} \right) \quad (5.1)$$

Різниця в крутизні дисперсійних кривих $D(f)$ для робочої TEM_{00q} -моди та вищих TEM_{mnq} -мод неминуче призводить до виродження мод та їх взаємодії у низькочастотній зоні смуги перестроювання ГДВ зі здовоною гребінкою [97]. Причому внаслідок незначної асиметрії ВРС експериментального макету ГДВ, викликаної перекосом дзеркал, взаємодія робочої TEM_{00q} -моди відбувається як з парними, так і з непарними TEM_{mnq} -модами.

Розглянемо в якості прикладу особливості виродження мод в макеті ГДВ з симетричною та асиметричною ВРС ($R_{sph} = 50$ мм; $b = 8,0$ мм; $f_{\pi} = 33,7$ ГГц) при роботі на TEM_{004} -моді. Отримані в експерименті дисперсійні залежності $D(f)$ для TEM_{004} -моди у симетричній та асиметричній ВРС приведені на рис.5.2. Тут же суцільними лініями приведені дисперсійні криві для розташованих поблизу резонансних мод у напівсферичному ВР з гладкими дзеркалами: TEM_{403} (кр.1); TEM_{004} (кр.2) та TEM_{503} (кр.3).

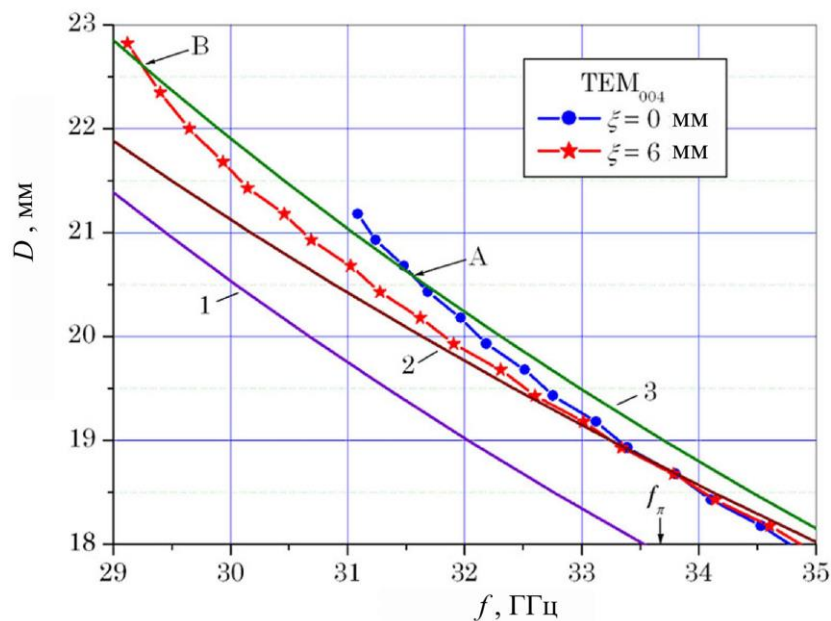


Рисунок 5.2 – Особливості виродження робочої TEM_{004} -моди з вищими TEM_{mnq} -модами у ГДВ з симетричною та асиметричною ВРС (суцільними лініями представлені дисперсійні залежності для мод у ВР з гладкими дзеркалами: кр.1 - TEM_{403} ; кр.2 - TEM_{004} ; кр.3 - TEM_{503})

Взаємодію робочої TEM_{004} -моди з вищими модами ВРС слід очікувати поблизу точок перетину їх дисперсійних кривих. Так, для макету ГДВ з симетричною ВРС точка перетину дисперсійних кривих для TEM_{004} і вищої TEM_{503} -моди розташована поблизу частоти $f = 31,6$ ГГц (рис.5.2, точка А). В макеті ГДВ з асиметричною ВРС зменшується вплив здвоєної гребінки на резонансне поле, що призводить до зниження крутизни дисперсійної кривої $D(f)$ для робочої TEM_{004} -моди. В результаті точка перетину дисперсійних кривих для TEM_{004} та TEM_{503} -мод зсувається в низькочастотну область (рис.5.2, точка В), що і сприяє розширенню смуги перестроювання частоти генератора на TEM_{004} -моді.

Розглянуті вище випадки виродження мод у ВРС зі здвоєною гребінкою впливають на вихідні характеристики ГДВ через обмін енергією між модами по резонансному полю. Але на роботу ГДВ можуть впливати і моди ВРС, які не вступають у взаємодію по резонансному полю, а взаємодіють безпосередньо з електронним потоком. Будемо називати цей випадок конкуренцією мод по напрузі прискорення електронного потоку. Для ГДВ зі здвоєною гребінкою, що працює на TEM_{00q} -моді, потенціальним конкурентом по напрузі прискорення виступає TEM_{01q} -мода з двома протифазними «плямами» поля вздовж простору взаємодії [103,104]. Пригнічення генерації ГДВ на TEM_{01q} -моді здійснюється шляхом зменшення апертури дзеркал ВРС вздовж OY (рис.4.1) та скороченням довжини простору взаємодії (при зменшенні числа щілин періодичної структури). Більш радикальним засобом є перехід до роботи ГДВ виключно на TEM_{01q} -моді при використанні зсуву періодичності нарізки щілин гребінки у середині простору взаємодії [89].

Для ГДВ з асиметричною ВРС, що працює на TEM_{00q} -моді, крім TEM_{01q} -моди потенційним конкурентом по напрузі прискорення виступає TEM_{10q} -мода з двома «плямами» поля вздовж вісі OX і однією плямою поля вздовж простору взаємодії (рис.5.3,а). При використанні симетричної ВРС збудження ГДВ на TEM_{10q} -моді не спостерігається завдяки розміщенню щілин здвоєної гребінки в протифазних полях даної моди. Навпаки, здвоєна гребінка в асиметричній ВРС

розміщена поблизу максимуму поля TEM_{10q} -моди на плоскому дзеркалі (рис.5.3,а), що сприяє ефективному обміну енергією між електронним пучком і резонансним полем TEM_{10q} -моди. Резонансні частоти цих мод при фіксованій відстані між дзеркалами співвідносяться як $f_{10q} > f_{00q}$, тому зона електронного перестроювання ГДВ на TEM_{10q} -моді розміщена вище по напрузі прискорення (рис.5.3,б). Це призводить до жорсткого режиму роботи ГДВ на робочій TEM_{00q} -моді поблизу максимуму вихідної потужності та зриву генерації коливань при збільшенні робочого струму.

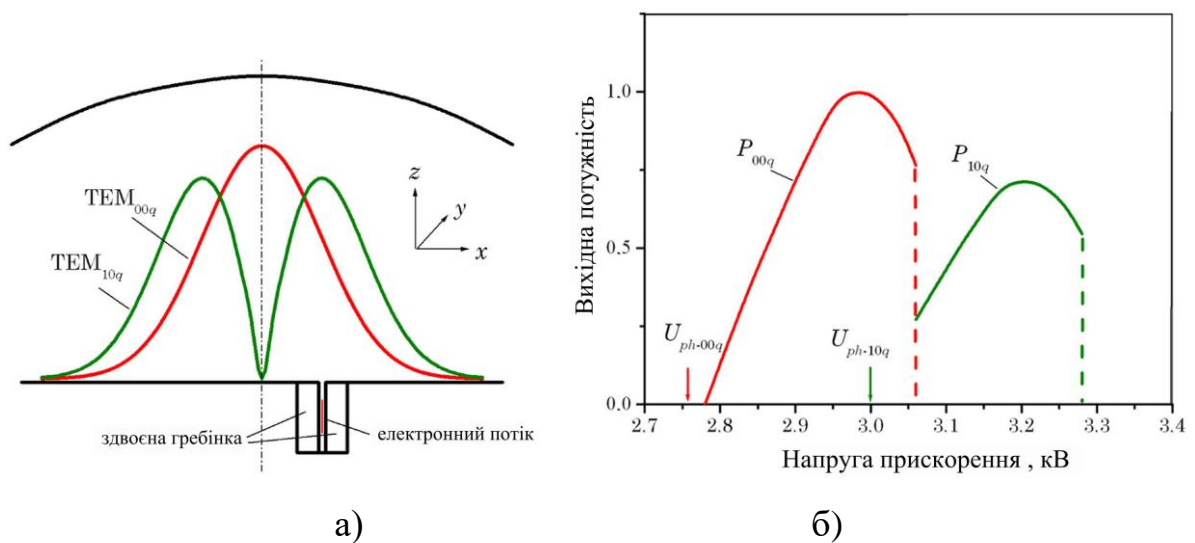


Рисунок 5.3 – Структура поля на плоскому дзеркалі для TEM_{00q} та TEM_{10q} –мод в асиметричній ВРС (а) та взаємне розташування зон електронного перестроювання ГДВ на TEM_{00q} і TEM_{10q} –модах по напрузі прискорення (б)

Експериментальні дослідження особливостей конкуренції по напрузі прискорення між TEM_{004} та TEM_{104} -модами були проведені в макеті ГДВ зі здвоєною гребінкою висотою $b = 10$ мм. Дистанція між резонансними частотами TEM_{104} - та TEM_{004} -мод при однаковій міждзеркальній відстані складала $f_{104} - f_{004} \approx 1,3$ ГГц по всій смузі перестроювання ГДВ (рис.5.4,а), тобто прямої взаємодії мод по резонансному полю не спостерігалось. Збудження коливань в макеті ГДВ на TEM_{104} -моді спостерігалось при стартових струмах, які приблизно дорівнювали стартовим струмами для TEM_{004} -моди. При міждзеркальній відстані $D = 21,5$ мм в макеті ГДВ спостерігалось резонансне

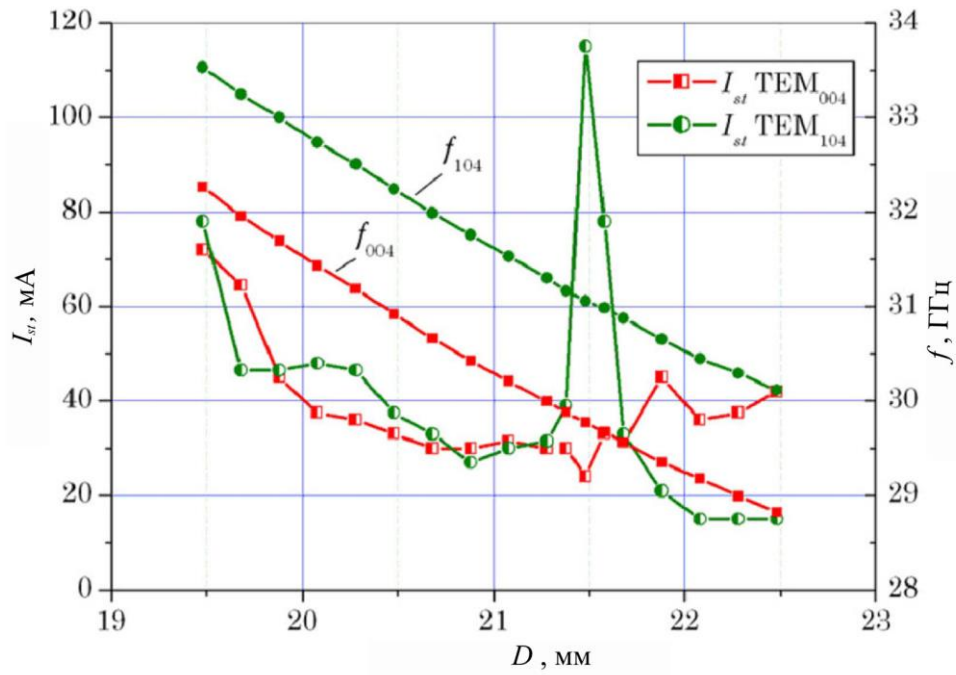
збільшення стартового струму на TEM_{104} -моді, яке було викликане виродженням TEM_{104} і TEM_{014} -мод у ВРС при повному фазовому узгодженні з двоєної гребінки з резонансним полем на частоті $f_{104} \approx f_{\pi} = 30,97$ ГГц (рис.5.4,а).

В експерименті для кожної відстані між дзеркалами ВРС (D) реєструвалась напруги на початку (U_{min}) і в кінці зони електронного перестроювання (U_{max}) для TEM_{004} та TEM_{104} -мод. Величина напруги прискорення U_{ph} , яка задовольняє умові фазового синхронізму електронного потоку з 1-ою просторовою гармонікою періодичного поля TEM_{004} та TEM_{104} -мод була розрахована по резонансним частотам мод.

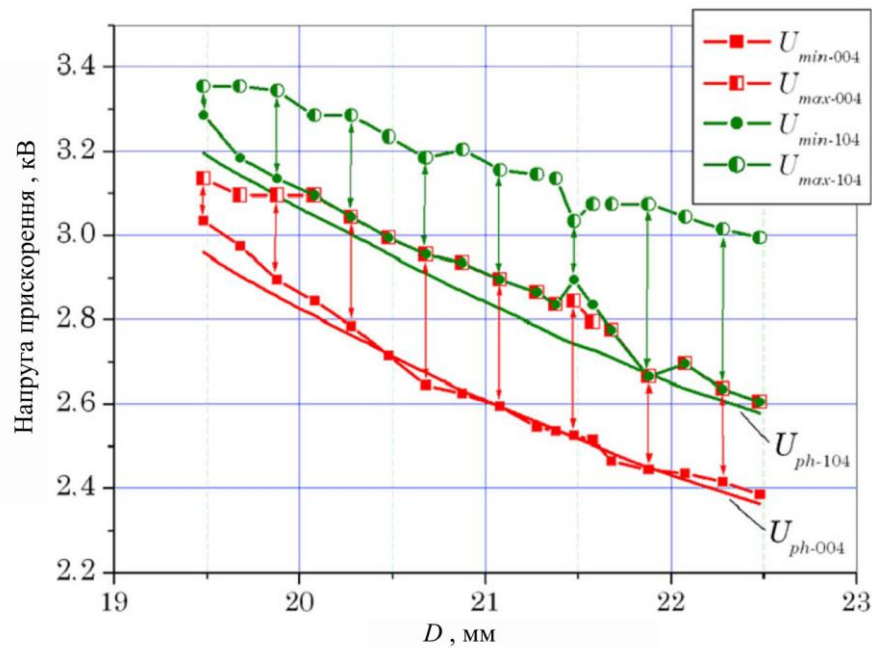
Початок зони електронного перестроювання ГДВ на TEM_{004} -моді ($U_{min-004}$) практично співпадав з синхронною напругою електронного потоку для TEM_{004} -моди (U_{ph-004}) (рис.5.4,б). Для ГДВ з асиметричною ВРС при роботі на TEM_{004} -моді максимальна напруга в зоні електронного перестроювання перевищувала синхронну напругу для TEM_{104} -моди ($U_{max-004} > U_{ph-104}$) практично по всій смузі перестроювання частоти (рис.5.4,б). Тільки при $D = (19,5 \div 19,9)$ мм і малому рівні вихідної потужності в макеті ГДВ не спостерігалось перекриття по напрузі зон електронного перестроювання для TEM_{004} і TEM_{104} -мод.

В результаті конкуренції мод по напрузі прискорення для електронного потоку виникає жорсткий режим роботи ГДВ на TEM_{004} -моді поблизу максимуму вихідної потужності в зоні електронного перестроювання частоти. Для пригнічення TEM_{104} -моди в ГДВ необхідно збільшити її дифракційні втрати шляхом зменшення апертури дзеркал ВРС вздовж вісі OX (Рис.5.3,а).

Відмітимо, що конкурентом по напрузі прискорення в ГДВ може виступати також збудження коливачів на повільній зворотній хвилі в його періодичній структурі (режим “ЛЗХ”) [105,106]. Для пригнічення режиму “ЛЗХ” необхідно скорочувати довжину простору взаємодії, або використовувати збій періодичності нарізки щілин з двоєної гребінки всередині простору взаємодії [89].



а)



б)

Рисунок 5.4 – Конкуренція по напрузі прискорення між TEM_{004} та TEM_{104} -модами в ГДВ з асиметричною ВРС: а) - стартові струми для збудження коливань на TEM_{004} та TEM_{104} -модах; б) перекриття зон електронного перестроювання ГДВ на TEM_{004} та TEM_{104} -модах

5.2 Схема генератора дифракційного випромінювання з керованим зв'язком між модами в його відкритій резонансній системі

Для дослідження ГДВ з керованим зв'язком між парними і непарними модами була вибрана ВРС напівсферичної геометрії з відбивною здвоєною гребінкою, розміщеної в центрі плоского дзеркала (Рис.5.5). Зміна величини зв'язку між парною TEM_{00q} -модом та непарною TEM_{10q} -модом здійснюється при регулюванні величини зсуву між площинами симетрії дзеркал вздовж вісі OX . Апертура плоского дзеркала вздовж OX перевищувала в 1,5 рази апертуру сферичного дзеркала, тому дифракційні втрати мод у ВРС практично не залежали від величини зсуву між площинами симетрії дзеркал.

Введемо наступні позначення параметрів ВРС (див. Рис.5.5): R_{sph} – радіус кривизни сферичного дзеркала; D – відстань між дзеркалам; l – період та d – ширина щілин здвоєної гребінки; L – довжина простору взаємодії; δ – ширина пролітного каналу між гребінками; a – сумарна ширина здвоєної гребінки; b – висота здвоєної гребінки; ξ – ширина зсуву між площинами симетрії дзеркал. Для збудження коливань в ГДВ використовується електронний потік, який рухається в каналі між гребінками та зазвичай віддає свою енергію полю робочої TEM_{00q} -моди.

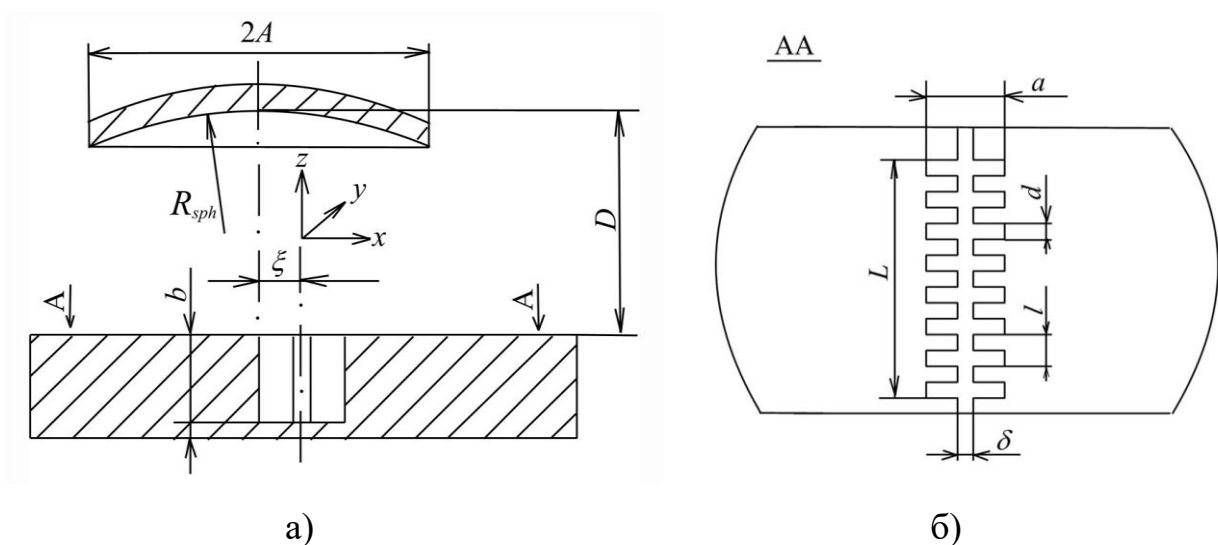


Рисунок 5.5 - Схема ГДВ з керованим зв'язком між модами ВРС:

а) фронтальний вид ВРС; б) вид зверху на плоске дзеркало

При роботі ГДВ на модах ВРС з повздовжнім індексом $q = 3 \div 6$ число присутніх вищих мод достатньо велике, що ускладнює аналіз взаємодії мод у досліджуваній ВРС. Тому надалі ми будемо досліджувати властивості ВРС з мінімальною відстанню між дзеркалами D , коли наявна лише робоча TEM_{001} -мода з однією варіацією поля у міждзеркальному просторі та однією варіацією поля в здвоєній гребінці, а найближчою вищою модою є TEM_{101} -мода. Для аналізу розподілу поля резонансних мод у випадку Е-поляризації резонансного поля ($\vec{E} \parallel OY$) будемо використовувати 2-D модель ВРС з дзеркалами нескінченними вздовж вісі OY , в якій здвоєна гребінка замінена прямокутною канавкою на плоскому дзеркалі з шириною a та глибиною b , а сферичне дзеркало замінено на циліндричне дзеркало з тим же радіусом кривизни [77]

5.3 Дослідження особливостей взаємодії мод у 2-D моделі відкритої резонансної системи для генератора дифракційного випромінювання з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки

5.3.1. Зміна структури резонансного поля для зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ по діапазону перестроювання частоти

Особливості взаємодії TEM_{001} та TEM_{101} -мод при зсуві між площинами симетрії дзеркал $\xi \neq 0$ розглянемо за допомогою 2-D моделі ВРС. Для аналізу взаємодії мод була обрана малооб'ємна ВРС з наступними параметрами (див. Рис.5.5): $R_{cyl} = 22,5$ мм – радіус кривизни циліндричного дзеркала; $2A = 24$ мм – апертура циліндричного дзеркала; апертура плоского дзеркала - 36 мм; $a = 5,524$ мм; $b = 10,0$ мм. Частота “півхвильового” режиму для повного узгодження канавки з полем ВРС складала $f_{\pi} = 31,0218$ ГГц. Зміна ширини зсуву ξ між площинами симетрії дзеркал у даній ВРС дозволяє регулювати величину зв'язку між парною TEM_{001} -модою та непарною TEM_{101} -модою (див. Рис.5.3,а).

Розглянемо властивості TEM_{001} та TEM_{101} -мод, збуджуваних в симетричній ВРС з прямокутною канавкою на плоскому дзеркалі та ідеальною провідністю дзеркал. Внаслідок подовження H_{10} -хвилі в прямокутній канавці крутизна дисперсійної кривої $D_{002}(f)$ для TEM_{001} -моди вище, ніж у дисперсійної кривої $D_{101}(f)$ для TEM_{101} -моди (див. Рис.5.6). При перестроюванні частоти на робочій TEM_{001} -моді спостерігається суттєва зміна розподілу E_y -складової резонансного поля (див. Рис.5.7, А,В,С), а на нижній границі смуги перестроювання частоти спостерігається взаємодія мод з парними поперечними індексами $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{201}$, яка супроводжується зниженням радіаційної добротності у ВРС до $\log Q_{rad} = 2 \div 3$. Резонансне поле непарної TEM_{101} -моди не проникає у прямокутну канавку а його структура поля практично не змінюється по діапазону перестроювання частоти (див. Рис.5.7, D). Поблизу точки перетину дисперсійних кривих TEM_{001} та TEM_{101} -мод (при $f = 30,107$ ГГц, $D = 6,29$ мм) не спостерігається локальної зміни добротності ВРС, тобто взаємодія між TEM_{001} та TEM_{101} -модами в симетричній ВРС відсутня.

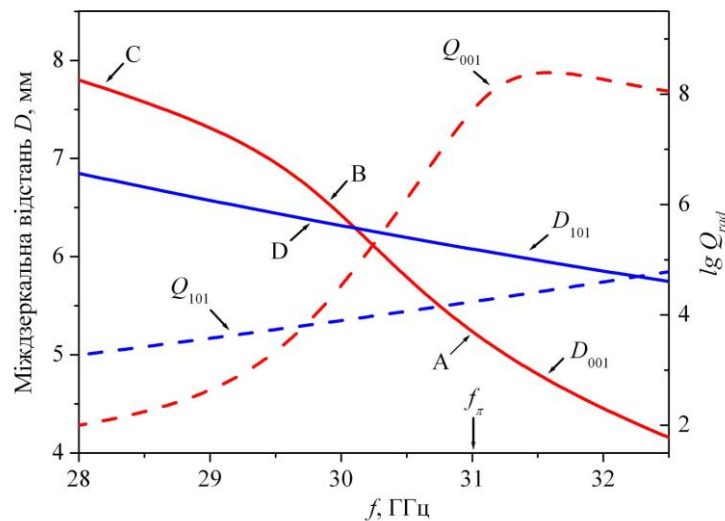


Рисунок 5.6 - Дисперсійна діаграма $D(f)$ та радіаційна добротність $Q_{rad}(f)$ для TEM_{001} та TEM_{101} -мод, одержані за допомогою 2-D моделі симетричної ВРС з прямокутною канавкою на плоскому дзеркалі

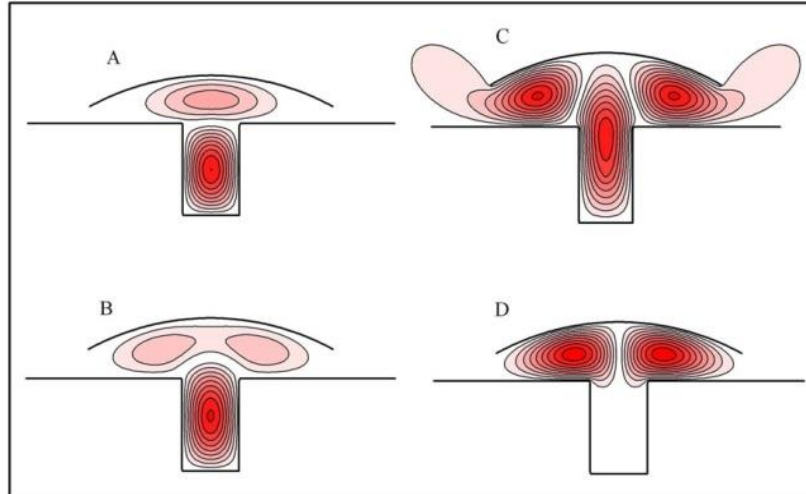


Рисунок 5.7 - Розподіл E_y -складової резонансного поля в точках А, В, С, D на дисперсійних кривих, приведених на Рис.5.6

5.3.2 Дисперсійне рівняння для зв'язаних мод у ВРС поблизу Морсівської критичної точки

Точка перетину дисперсійних кривих $(f_{\text{МКТ}}, D_{\text{МКТ}})$ для TEM_{001} та TEM_{101} -мод в симетричній ВРС (див. Рис.5.6) відповідає координатам Морсівської критичної точки (МКТ) [107] для дисперсійного рівняння зв'язаних мод $\text{TEM}_{001} \leftrightarrow \text{TEM}_{101}$ у ВРС зі зсувом $\xi \neq 0$ між площинами симетрії дзеркал. Дисперсійне рівняння, яке пов'язує поблизу МКТ спектральний параметр f та неспектральний параметр D в двовірній моделі ВРС для зв'язаних мод $\text{TEM}_{001} \leftrightarrow \text{TEM}_{101}$, може бути представлено у вигляді:

$$(D - D_{\text{mid}})^2 - \chi^2 (f - f_{\text{МКТ}})^2 - (\psi \xi)^2 = 0 \quad (5.1)$$

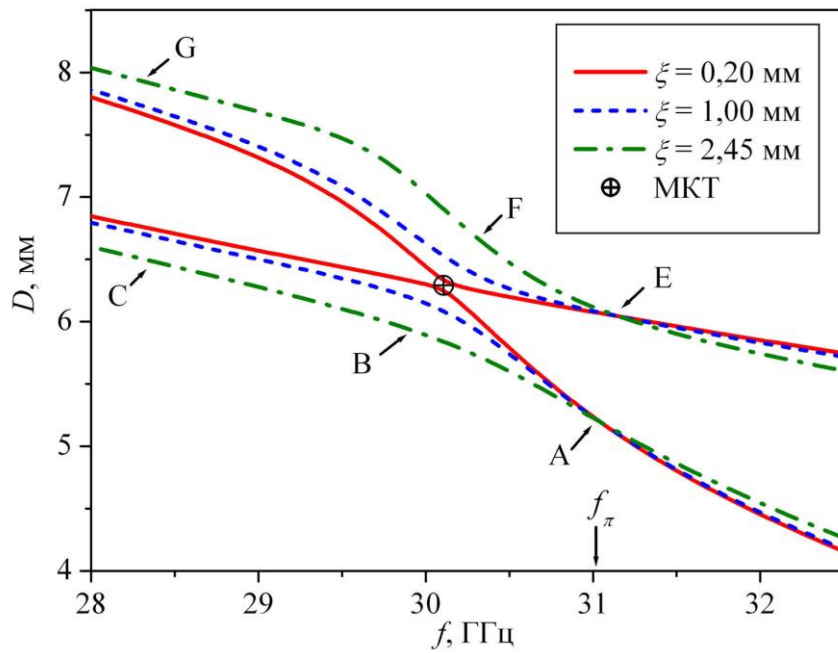
$$\text{де } D_{\text{mid}} = D_{\text{МКТ}} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial D_{001}}{\partial f} + \frac{\partial D_{101}}{\partial f} \right) (f - f_{\text{МКТ}}); \quad \chi = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial D_{001}}{\partial f} - \frac{\partial D_{101}}{\partial f} \right);$$

$(\psi \xi)^2$ - величина зв'язку мод у ВРС зі зсувом між площинами симетрії дзеркал при $\xi \neq 0$.

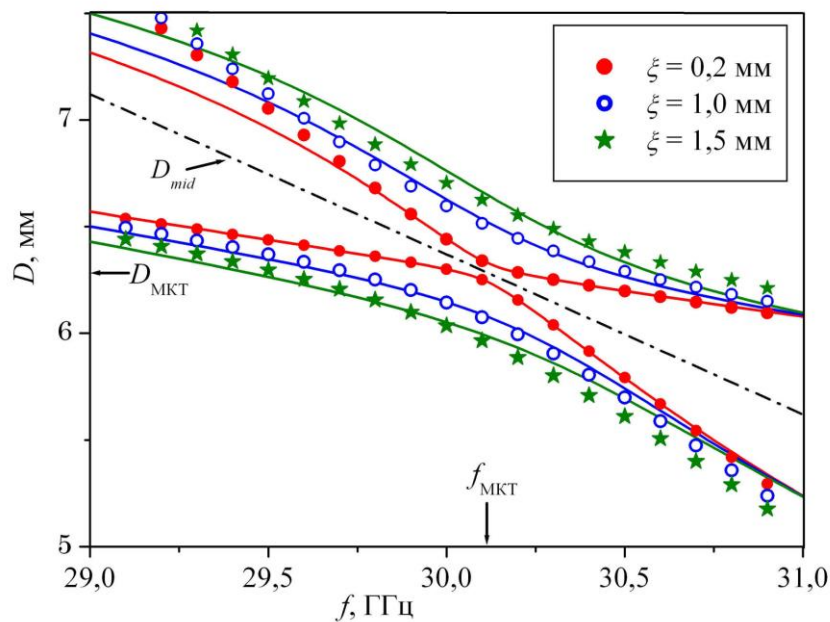
Параметри $\partial D_{001}/\partial f$ та $\partial D_{101}/\partial f$ знаходяться по крутизні дисперсійних кривих TEM_{001} та TEM_{101} -мод в симетричній ВРС на частоті $f = f_{MKT}$. Параметр зв'язку $\psi = \frac{\partial D_{001 \leftrightarrow 101}}{\partial \xi}$ визначається при $f = f_{MKT}$ по резонансним відстаням D для зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ у ВРС з невеликим зсувом між площинами симетрії дзеркал.

На Рис.5.8,а приведені дисперсійні криві $D(f)$ для зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$, отримані за допомогою строгої 2-D моделі ВРС з прямокутною канавкою на плоскому дзеркалі при $\xi = 0,2$ мм; 1,0 мм; 2,45 мм. На дисперсійній діаграмі поблизу МКТ ($f_{MKT} = 30,107$ ГГц, $D_{MKT} = 6,29$ мм) утворюється зона зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ з нижньою та верхньою гілками для парціальних частот, котра розширюється зі збільшенням ширини зсуву ξ між площинами симетрії дзеркал.

Для розрахунку дисперсійних гілок зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ за допомогою рівняння (5.1) відповідні параметри були знайдені при аналізі дисперсійних кривих для симетричної ВРС: $\partial D_{001}/\partial f = 1,267$ мм/ГГц; $\partial D_{101}/\partial f = 0,246$ мм/ГГц. Параметр зв'язку ψ практично не змінювався при $0 < \xi < 1,2$ мм та складав: $\psi = 0,22$. Результати апроксимації дисперсійних гілок зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ за допомогою (5.1) приведені точками на Рис.5.8,б та поблизу МКТ знаходяться у гарній відповідності зі строгою двомірною моделлю ВРС.



а)



б)

Рисунок 5.8 - Дисперсійна діаграма для зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ у ВРС при декількох значень зсуву ξ між площинами симетрії дзеркал: (а) дисперсійні гілки, розраховані з використанням строгої 2-D моделі ВРС; (б) апроксимація дисперсійних гілок зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ за допомогою (5.1)

5.3.3 Особливості обміну енергією між зв'язаними модами у ВРС

Особливості розподілу E_y -складової резонансного поля при перестроюванні частоти на нижній та верхній гілці зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ при зсуві між площинами симетрії дзеркал $\xi = 2,45$ мм приведені на Рис.5.9. Перестроювання вниз по частоті на нижній гілці зв'язаних мод супроводжується трансформацією структури поля з TEM_{001} в TEM_{101} -моду (див. поля А, В, С на Рис.5.9). При перестроюванні вниз по частоті на верхній гілці зв'язаних мод спостерігається трансформація структури поля з TEM_{101} в TEM_{201} -моду (див. поля Е, F, G на Рис.5.9). Відмітимо, що в 2-D моделі спостерігається суттєвий рівень резонансного поля в прямокутній канавці при перестроюванні ВРС як на нижній, так і на верхній гілці зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$, що дає підставу для збудження генерації в ГДВ на обох гілках зв'язаних мод.

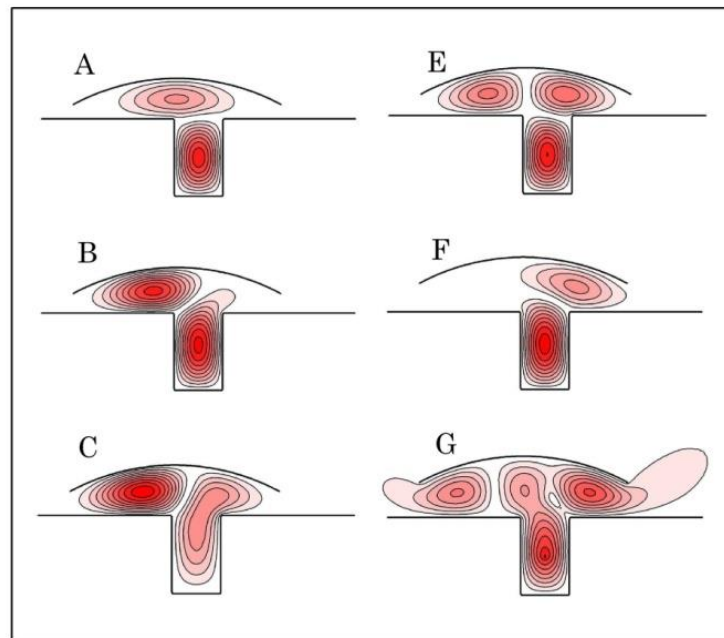
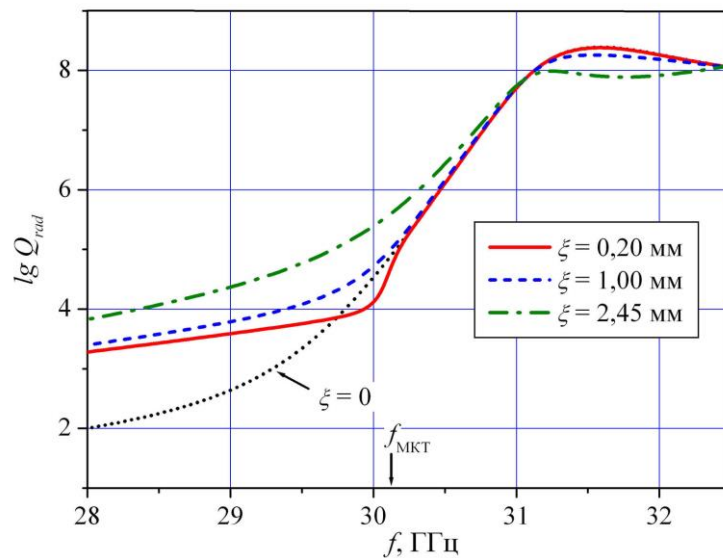
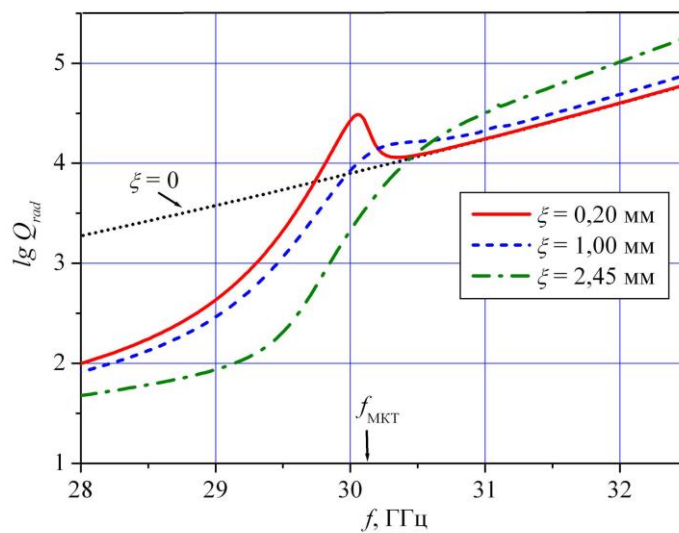


Рисунок 5.9 - Розподіл E_y -складової резонансного поля у ВРС зі зсувом $\xi = 2,45$ мм в точках А, В, С, Е, F, G дисперсійної діаграми, приведеної на Рис. 5.8,а

Розглянемо особливості обміну енергією між TEM_{001} та TEM_{101} -модами при $\xi \neq 0$. При невеликому зсуві між площинами симетрії дзеркал ($\xi = 0,20$ мм) поблизу $f_{\text{МКТ}}$ спостерігався різкий спад Q_{rad} у ВРС на нижній гілці зв'язаних мод та локальне підвищення Q_{rad} на верхній гілці зв'язаних мод (див. Рис.5.10,а,б), що свідчить про обмін енергією між зв'язаними модами у ВРС.



а)

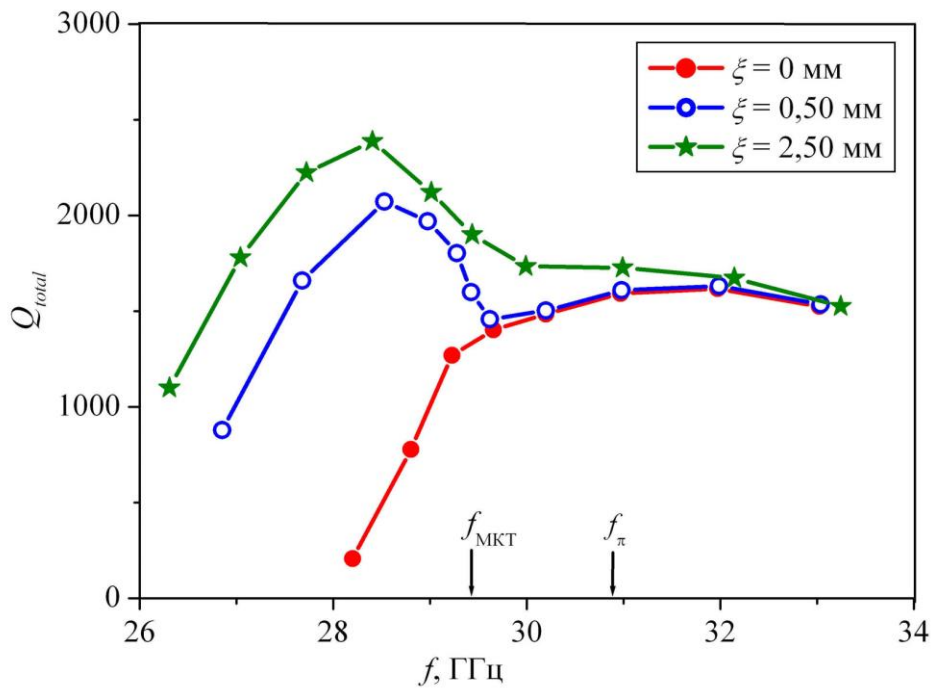


б)

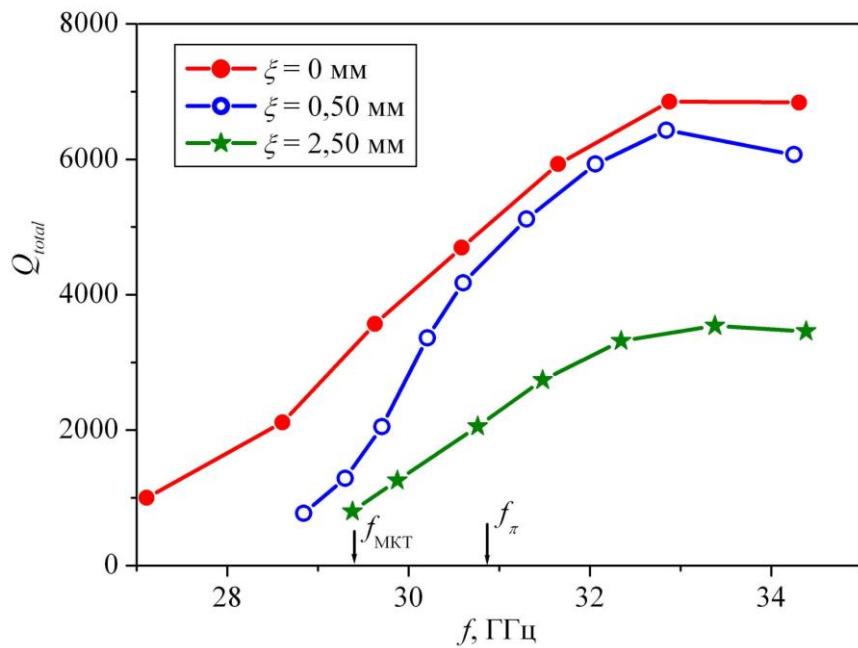
Рисунок 5.10 - Поведінка $Q_{\text{rad}}(f)$ у ВРС з прямокутною канавкою на дзеркалі при перестроюванні частоти на нижній гілці (а) та на верхній гілці (б) зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$

При збільшенні величини зсуву між площинами симетрії дзеркал ($\xi = 1,0$ мм, $\xi = 2,45$ мм) відстань між парціальними частотами для нижньої та верхньої гілки зв'язаних мод при $D = \text{const}$ вже суттєво перевищує ширину смуги резонансу у ВРС, тобто зв'язані моди вже існують без обміну своєю енергією. Завдяки трансформації структури поля з TEM_{001} в TEM_{101} -моду на нижній гілці зв'язаних мод при $\xi = 2,45$ мм спостерігалось суттєве підвищення радіаційної добротності до $\log Q_{rad} > 4$ на частотах $f < f_{\text{МКТ}}$ (див. Рис.5.10,а), що дозволяє розширити діапазон перестроювання ГДВ вниз по частоті при роботі на зв'язаних модах. На верхній гілці зв'язаних мод при $\xi = (1,0 \div 2,45)$ мм, навпаки, спостерігався різкий спад Q_{rad} на частотах $f < f_{\text{МКТ}}$ (див. Рис.5.10,б).

При заповненні прямокутної канавки здвоєною гребінкою крутизна дисперсійної кривої $D_{001}(f)$ знижується, тому зона взаємодії мод зміщується вниз по частоті. Так, при параметрах здвоєної гребінки (див. Рис.5.5) $a = 5,58$ мм, $b = 10,0$ мм, $l = 1,0$ мм, $d = 0,5$ мм, $\delta = 0,2$ мм частота “півхвильового” режиму змінилась несуттєво ($f_{\pi} = 30,904$ ГГц), а точка перетину дисперсійних кривих для TEM_{001} та TEM_{101} -мод в симетричній ВРС змістилась вниз по частоті до $f_{\text{МКТ}} = 29,415$ ГГц. Було встановлено, що при перестроюванні частоти ВРС на нижній гілці зв'язаних мод $\text{TEM}_{001} \leftrightarrow \text{TEM}_{101}$ при зсуві між площинами симетрії дзеркал $\xi = (0,5 \div 2,5)$ мм є характерним підвищення сумарної добротності ВРС (Q_{total}) на частотах $f < f_{\text{МКТ}}$ (див. Рис.5.11,а). Для верхньої гілки зв'язаних мод $\text{TEM}_{001} \leftrightarrow \text{TEM}_{101}$, навпаки, спостерігалось зниження Q_{total} навіть при $f > f_{\text{МКТ}}$ внаслідок проникнення резонансного поля в здвоєну гребінку та збільшення омичних втрат у ВРС (див. Рис.5.11,б). Тут при визначенні сумарної добротності Q_{total} крім радіаційних втрат були враховані також омичні втрати в дзеркалах (обрана мідь з провідністю $\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ Сим/м).



а)



б)

Рисунок 5.11 - Сумарна добротність ВРС зі здвоєною гребінкою при перестроюванні частоти на нижній гілці (а) та верхній гілці (б) зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$

5.4 Розрахунок стартового струму генератора дифракційного випромінювання при роботі на зв'язаних модах $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ в його відкритій резонансній системі

Аналіз стартових струмів для збудження генерації в ГДВ, що працює на зв'язаних модах $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$, було проведено для двохвимірної моделі ВРС зі вказаними вище параметрами здвоєної гребінки та довжиною простору взаємодії $L = 10 \text{ мм} \approx 2w_0$ ($2w_0$ – діаметр плями поля TEM_{001} -моди на плоскому дзеркалі з радіусом кривизни сферичного дзеркала $R_{sph} = 22,5 \text{ мм}$).

Розрахунок стартового струму I_{st} виконано згідно (2.4) для випадку малого просторового заряду в електронному потоці та однорідного розподілу резонансного поля в просторі взаємодії (див. Рис. 5.12). Необхідні параметри ψ та Q_{total} були знайдені при аналізі властивостей зв'язаних мод у 2-D моделі ВРС зі здвоєною гребінкою, поперечний переріз стрічкового електронного потоку складав $S_b = 0,2 \times 10,0 \text{ мм}^2$.

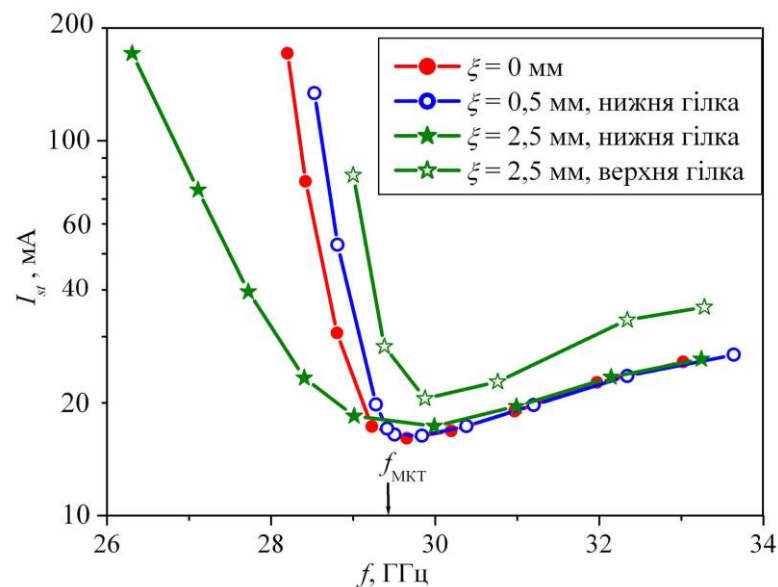


Рисунок 5.12 - Зміна стартового струму ГДВ при перестроюванні в смузі частот на TEM_{001} -моді в симетричній ВРС ($\xi = 0$), та на зв'язаних модах $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ в асиметричній ВРС при $\xi = 0,5 \text{ мм}$ та $\xi = 2,5 \text{ мм}$

При збільшенні зсуву між площинами симетрії дзеркал до $\xi = 2,5$ мм зона існування зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ розширилась, що призвело до суттєвого зменшення стартового струму ГДВ при перестроюванні вниз по частоті в смузі $f_{cr} < f < f_{MKT}$ на нижній гілці зв'язаних мод (тут $f_{cr} \approx c/2a = 26,88$ ГГц - критична частота H_{10} -хвилі, що розповсюджується в здвоєній гребінці вздовж OZ). При перестроюванні ГДВ на верхній гілці зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ одержані значення стартового струму при $f > f_{MKT}$ всього в 1,5-2 рази перевищували стартовий струм ГДВ на нижній гілці зв'язаних мод (див. Рис.5.12).

5.5 Експериментальні дослідження розширення смуги перестроювання частоти в генераторі дифракційного випромінювання при роботі на зв'язаних модах у його відкритій резонансній системі

5.5.1 «Холодні» дослідження властивостей зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ у ВРС з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки

Дослідження властивостей зв'язаних мод були проведені на макеті малооб'ємної ВРС (див. Рис.5.5), яка складалась із сферичного дзеркала з радіусом кривизни $R_{sph} = 22,5$ мм та круглою апертурою діаметром $2A = 28$ мм. Вузол зв'язку ВРС з хвилевідним трактом було виконано у вигляді клину з переходом на щілину зв'язку $0,1 \times 7,2$ мм, розміщену в центрі сферичного дзеркала. Апертура плоского дзеркала складала $\varnothing 52 \times 32$ мм², в прямокутній канавці на плоскому дзеркалі була розміщена здвоєна гребінка з параметрами: $a = 5,58$ мм, $b = 10,0$ мм, $l = 1,0$ мм, $d = 0,5$ мм, $\delta = 0,2$ мм. Дисперсійні криві резонансних мод $D_{mnq}(f)$ та добротність ВРС визначались по резонансним кривим для коефіцієнту відбиття в хвилевідному тракту [74].

Експериментальні криві дисперсії для TEM_{001} -моди в симетричній ВРС та зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ у ВРС зі зсувом між площинами симетрії дзеркал приведені на Рис.5.13,а. Координати МКТ на дисперсійній діаграмі ($f_{\text{МКТ}} = 29,41$ ГГц, $D_{\text{МКТ}} = 6,83$ мм) були знайдені по зоні розщеплення дисперсійної кривої $D_{001}(f)$ при невеликому зсуві між площинами симетрії дзеркал: $\xi \approx 0,1$ мм. При збільшенні величини зсуву між площинами симетрії дзеркал зона існування зв'язаних мод розширювалась, а крива дисперсії $D_{001}(f)$ розпадалася на дві гілки для зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$. Внаслідок розміщення вузла зв'язку в центрі сферичного дзеркала не вдалося зареєструвати верхню гілку зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ на частотах $f > 30,4$ ГГц.

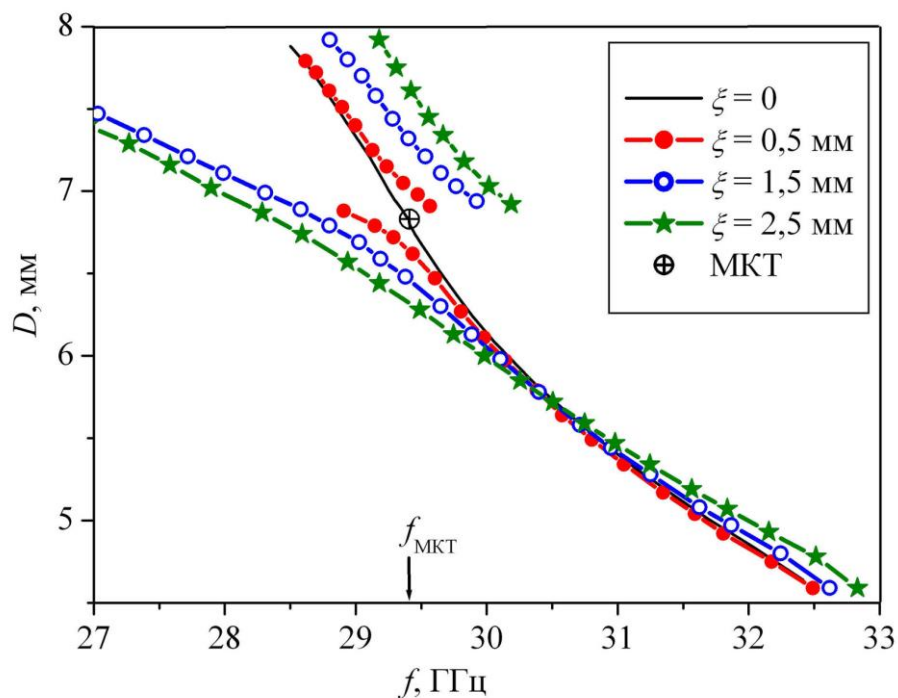
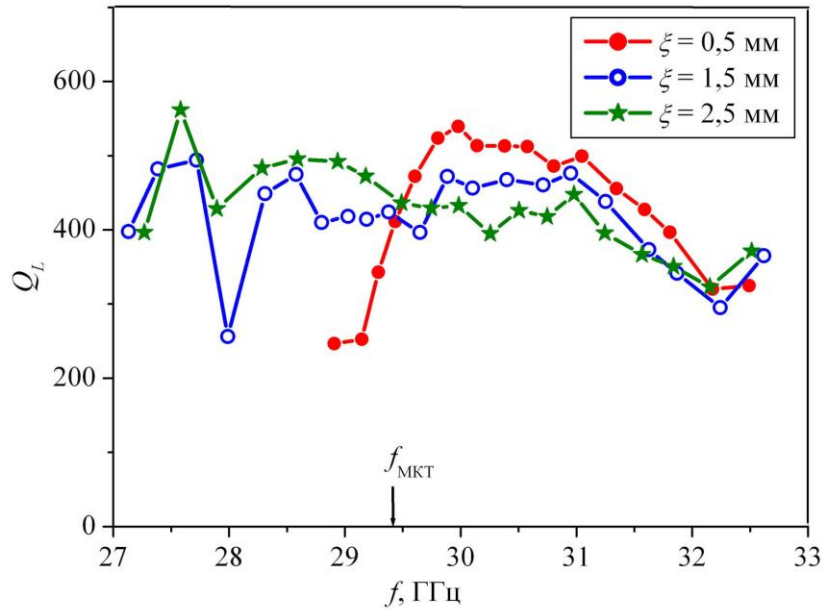


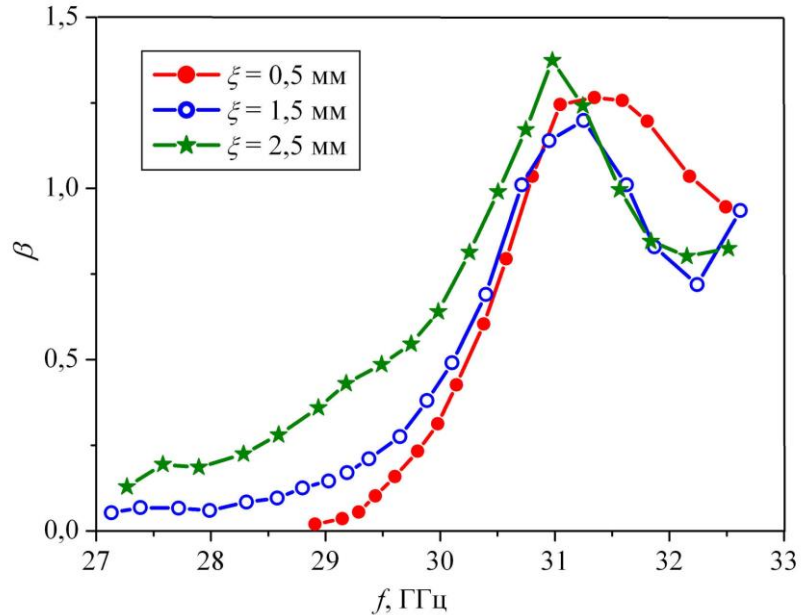
Рисунок 5.13 - Дисперсійна діаграма для зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ у ВРС зі здвоєною гребінкою при зсуві між площинами симетрії дзеркал $\xi = (0,5 \div 2,5)$ мм

Для нижньої гілки зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ були проведені виміри навантаженої добротності Q_L та коефіцієнту зв'язку ВРС з

навантаженням β . Ці параметри визначають стартовий струм для збудження генерації в ГДВ та ефективність виводу генерованої потужності у навантаження (див. Рис.5.14).



а)



б)

Рисунок 5.14 - Зміна навантаженої добротності ВРС (а) та коефіцієнт зв'язку ВРС з навантаженням (б) при перестроюванні частоти на нижній гілці зв'язаних мод $TE_{M001} \leftrightarrow TE_{M101}$ при зсуві між площинами симетрії дзеркал $\xi = (0,5 \div 2,5)$ мм

При невеликому зсуві між площинами симетрії дзеркал ($\xi = 0,5$ мм) низькочастотна межа смуги перестроювання по частоті була розташована поблизу $f_{\text{МКТ}}$, причому спостерігалось різке зниження параметрів Q_L та β при $f < f_{\text{МКТ}}$. Збільшення зсуву між площинами симетрії дзеркал до $\xi = (1,5 \div 2,5)$ мм супроводжувалось розширенням смуги перестроювання по частоті до $27 \text{ ГГц} < f < 32,5 \text{ ГГц}$ та зменшенням перепадів для Q_L по діапазону перестроювання. При збільшенні зсуву до $\xi = 2,5$ мм спостерігалось також суттєве зростання коефіцієнта зв'язку β на частотах $f < f_{\text{МКТ}}$ (див. Рис.5.14,б).

5.5.2 «Гарячі» дослідження ГДВ, що працює на зв'язаних модах $\text{TEM}_{001} \leftrightarrow \text{TEM}_{101}$ у його ВРС

“Гарячі” дослідження особливостей роботи ГДВ на зв'язаних модах у ВРС були проведені на розбірному макеті генератора під неперервною вакуумною відкачкою. Параметри ВРС були ті ж самі, що і при “холодних” дослідженнях властивостей зв'язаних мод (див. П.5.5.1). Поперечний перетин електронного потоку складав $S_{\text{beam}} = 3,8 \times 0,12 \text{ мм}^2$, вісь електронного потоку виставлялася на половині висоти каналу в здвоєній гребінці вздовж OZ (див. Рис.5.5,а). При рівні супроводжуючого магнітного поля $B = 0,5$ Тл коефіцієнт проходження електронного потоку в пролітному каналі складав 85%.

При використанні сферичного дзеркала з $R_{\text{sph}} = 22,5$ мм та апертурою $\varnothing 28$ мм в макеті ГДВ зі зсувом між площинами симетрії дзеркал $\xi = 2,5$ мм була отримана генерація на нижній та верхній гілках зв'язаних мод $\text{TEM}_{001} \leftrightarrow \text{TEM}_{101}$. Мінімальний стартовий струм при роботі ГДВ на нижній гілці зв'язаних мод становив $I_{st} = 70$ мА, а мінімальний стартовий струм ГДВ на верхній гілці зв'язаних мод становив $I_{st} = 35$ мА. При робочому струмі $I_a = 120$ мА та напрузі прискорення для електронного потоку $U = 2,7$ кВ максимальна вихідна потужність ГДВ на нижній гілці зв'язаних мод досягла $P = 17$ Вт, а максимальна вихідна потужність ГДВ на верхній гілці міжтипового

коливання складала $P = 7,5$ Вт. Відмітимо, що однією з причин зменшення стартового струму та вихідної потужності в ГДВ при роботі на верхній гілці зв'язаних мод є малий коефіцієнт зв'язку ВРС з навантаженням ($\beta \approx 0,04$) при розміщенні щілини зв'язку в центрі сферичного дзеркала.

Для зниження стартових струмів в ГДВ, що працює на зв'язаних модах $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$, було використане сферичне дзеркало з радіусом кривизни $R_{sph} = 50$ мм та апертурою $\varnothing 40 \times 30$ мм². Це дозволило збільшити довжину простору взаємодії до $L = 2 \omega_0 = 15$ мм. На Рис.5.15 приведені дисперсійні криві резонансних мод, на яких збуджувалась генерація коливань в ГДВ при міждзеркальній відстані $4,75 \text{ мм} < D < 8,5 \text{ мм}$.

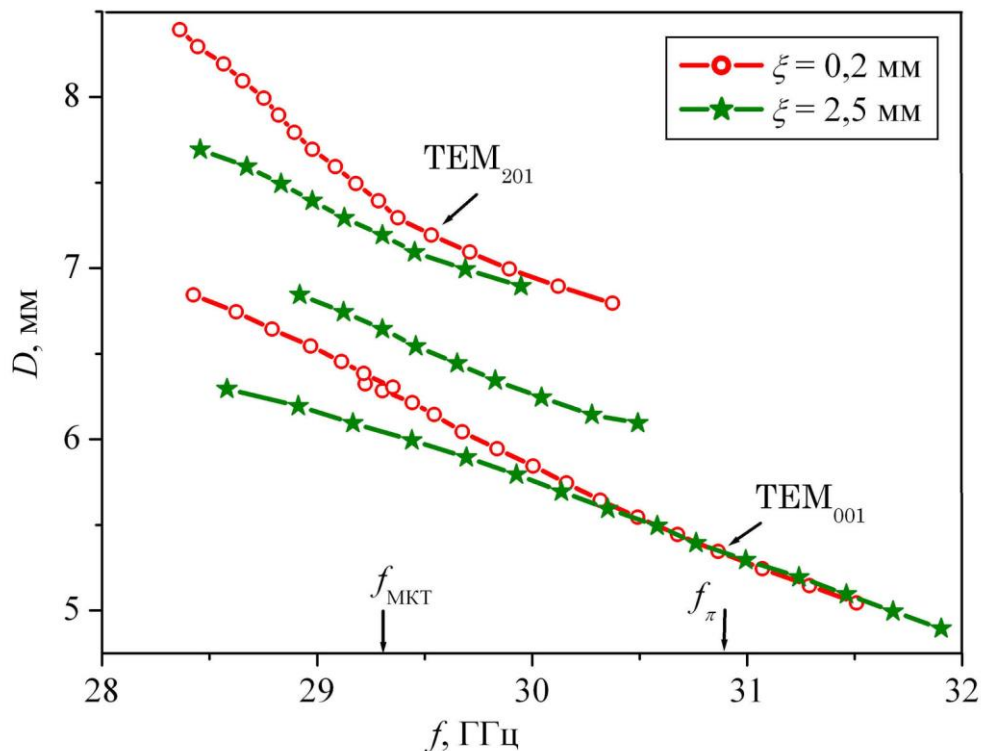
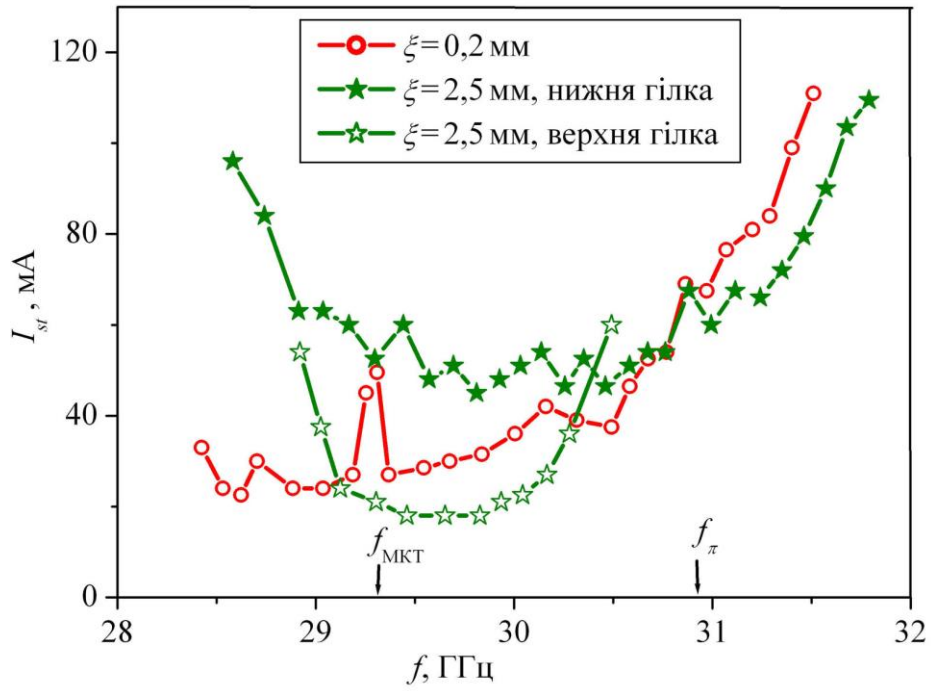


Рисунок 5.15 - Дисперсійна діаграма для зв'язаних мод при роботі ГДВ в «гарячому» режимі

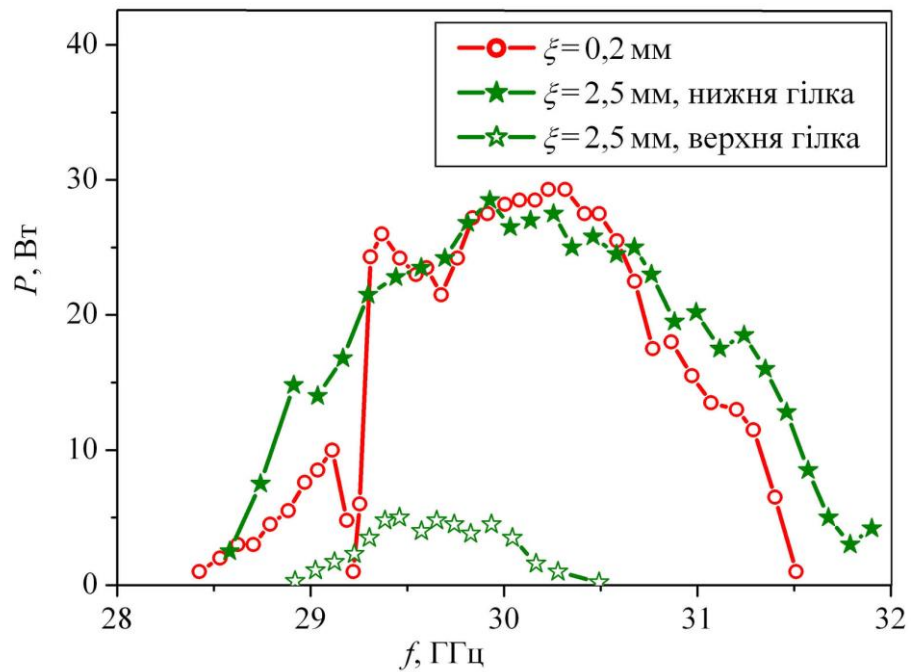
При невеликому зсуві між площинами симетрії дзеркал ($\xi = 0,2$ мм) перестроювання частоти в ГДВ спостерігалось на TEM_{001} та TEM_{201} -модах, а локальна взаємодія TEM_{001} та TEM_{101} -мод спостерігалась поблизу МКТ ($f_{\text{МКТ}} = 29,30$ ГГц, $D_{\text{МКТ}} = 6,30$ мм). При збільшенні зсуву до $\xi = 2,5$ мм генерація коливань в ГДВ спостерігалась як на нижній так і на верхній гілках зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$. Вища TEM_{201} -мода при $\xi = 2,5$ мм також вступає у взаємодію з TEM_{301} -модою, що призводить до зниження крутизни її дисперсійної кривої (див. Рис.5.15).

При збудженні генерації в ГДВ з $R_{sph} = 50$ мм та $\xi = 2,5$ мм на нижній гілці зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ мінімальний стартовий струм зменшився до $I_{st} = 45$ мА, а мінімальний стартовий струм на верхній гілці зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ зменшився до $I_{st} = 18$ мА та був навіть нижче, ніж в ГДВ з малим зсувом ($\xi = 0,2$ мм) між площинами симетрії дзеркал (див. Рис.5.16,а).

При роботі ГДВ на нижній гілці зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ спостерігалось симетричне розширення смуги перестроювання по частоті та зникли провали у вихідній потужності. При робочому струмі $I_a = 120$ мА максимум вихідної потужності ГДВ на нижній гілці зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ складав $P = 30$ Вт та практично не відрізнявся від максимальної вихідної потужності в ГДВ з малим зсувом ($\xi = 0,2$ мм) між площинами симетрії дзеркал (див. Рис.5.16,б). Збудження коливань в ГДВ на верхній гілці зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ спостерігалось у смугі частот $29 \text{ ГГц} < f < 30,5 \text{ ГГц}$, а рівень вихідної потужності не перевищував $P = 4,5$ Вт.



а)



б)

Рисунок 5.16 - Зміна стартового струму (а) та вихідної потужності ГДВ (б) при роботі на зв'язаних модах $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$

Висновки до розділу 5

Вперше запропоновано та досліджено особливості роботи ГДВ на міжтиповому колюванні у його ВРС, що виникає при створенні умов для зв'язку між парною TEM_{001} -модю та непарною TEM_{101} -модю, що має невеликі радіаційні втрати.

Показано, що при виборі оптимального зв'язку між парною TEM_{00q} -модю та найближчою непарною TEM_{10q} -модю за рахунок зміни величини зсуву між площинами симетрії дзеркал ВРС, виникає можливість організувати ефективну роботу ГДВ поблизу МКТ на одній із гілок зв'язаних мод в широкій смузі частот без впливу вищих мод на вихідні характеристики генератора.

Для ГДВ 8-мм діапазону з використанням 2-D моделі ВРС було проведено аналіз радіаційних та омічних втрат для зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$ при кількох значеннях ширини зсуву між площинами симетрії дзеркал та було розраховано стартовий струм ГДВ при перестроюванні частоти на обох гілках зв'язаних мод.

Встановлено, що при оптимальному зсуві між площинами симетрії дзеркал ($\xi = 2,5$ мм) має місце підвищення добротності ВРС на частотах $f < f_{МКТ}$ та розширення смуги перестроювання ГДВ по частоті при роботі на нижній гілці зв'язаних мод $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$.

Результати 2-D моделювання підтверджені експериментальними даними, отриманими при “холодних” та “гарячих” дослідженнях макету ГДВ, що працював на зв'язаних модах $TEM_{001} \leftrightarrow TEM_{101}$: одержано розширення смуги перестроювання по частоті з 7% до 11,5% без провалів в вихідній потужності генератора.

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі розглянуто актуальну задачу сучасної радіофізики, що стосується розробки та дослідження відкритих резонансних систем (ВРС) для генераторів дифракційного випромінювання (ГДВ) з метою розширення смуги перестроювання ГДВ по частоті, зменшення масогабаритних параметрів та опанування ними терагерцевого діапазону частот.

Основні результати, одержані в дисертаційній роботі, зводяться до наступного:

1. В ГДВ з періодичною структурою у вигляді здвоєної гребінки досліджено вплив висоти гребінки b на добротність ВРС та на ширину смуги перестроювання по частоті. Встановлено, що поведінка добротності ВРС по смугі перестроювання частоти на TEM_{00q} -моді має резонансний характер з максимумом поблизу частоти f_π , яка відповідає повному фазовому узгодженню здвоєної гребінки з полем ВРС при $b = 0,5\lambda_g$ (λ_g – довжина H_{10} -хвилі в багатожолобковому хвилеводі, утвореному протилежними щілинами здвоєної гребінки). Показано, що при збільшенні висоти здвоєної гребінки ширина смуги перестроювання ГДВ знижується пропорційно $(\lambda/\lambda_g)^2$.

2. Встановлено, що оптимальна висота здвоєної гребінки за критерієм “широка смуга перестроювання ГДВ по частоті плюс висока добротність коливаль” відповідає умові $0,65 < b/\lambda_\pi < 0,90$, а ширина смуги перестроювання по частоті визначається умовою $|\Delta\varphi| \leq 0,1\pi$, ($\Delta\varphi$ - різниця фаз для хвиль, відбитими від здвоєної гребінки та від поверхні плоского дзеркала). В макеті ГДВ для K_a -діапазону з висотою здвоєної гребінки $b/\lambda_\pi = 0,67$ при роботі на TEM_{006} -моді отримана максимальна ширина смуги перестроювання по частоті $\Delta f/f_\pi = 12\%$ при добротності ВРС $Q_0 > 3000$.

3. Для розрахунку стартових струмів ГДВ запропоновано експериментальний метод визначення частки енергії поля робочої TEM_{00q} -моди

безпосередньо в щілинах здвоєної гребінки і показано, що вона зростає пропорційно. $(b/\lambda_\pi)^3$ та складає $(0,9 \div 4,5)$ від енергії резонансного поля в одній варіації сталої хвилі у ВРС. По результатам експерименту розраховані омічні втрати у ВРС зі здвоєною гребінкою і показано, що вони різко зростають з подовженням H_{10} -хвилі в багатожолобковому хвилеводі, утвореному протилежними щілинами здвоєної гребінки.

4. Вперше запропоновано та досліджено особливості роботи ГДВ на асиметричних модах, які виникають у ВРС при зміщенні здвоєної гребінки на периферію плями поля в напрямку, перпендикулярному до руху електронного потоку. Встановлено, що використання ВРС з асиметричними модами знижує деструктивний вплив здвоєної гребінки на формування резонансного поля та зменшує омічні втрати у гребінці, що сприяє підвищенню добротності ВРС та розширює смугу перестроювання ГДВ по частоті. Для ГДВ в 8-мм діапазоні смуга перестроювання по частоті збільшилась в 1,5 рази та становила $\Delta f/f_\pi = 9,4\%$ при вихідній потужності $P_{\max} = 35$ Вт.

5. Вперше запропоновано та досліджено особливості роботи ГДВ на міжтиповому колюванні у його ВРС, що виникає при створенні умов для зв'язку між парною TEM_{001} -модом та непарною TEM_{101} -модом, яка ще має невеликі радіаційні втрати. Показано, що при виборі оптимального зв'язку між робочою TEM_{00q} -модом та найближчою TEM_{10q} -модом виникає можливість організувати перестроювання частоти ГДВ поблизу МКТ на одній із гілок зв'язаних мод в широкій смузі частот без впливу вищих мод на вихідні характеристики генератора, а саме: в макеті ГДВ одержано розширення смуги перестроювання по частоті з 7% до 11,5% без провалів в вихідній потужності та $P_{\max} = 30$ Вт.

6. Для зменшення масогабаритних параметрів ГДВ виконані дослідження малогабаритної ВРС для K_a -діапазону частот з робочою TEM_{001} -модом, що мала практично мінімальний розмір плями поля на періодичній структурі $\sim 1,2\lambda$. В ГДВ з малгабаритною ВРС одержана потужність генерованих

коливань $P = 32$ Вт при робочому струмі $I_a = 140$ мА, а ширина смуги електронного перестроювання частоти збільшилась до $\Delta f_e = 64$ МГц.

7. Вперше запропоновано і апробовано метод рухомого вузла зв'язку для експериментальних досліджень розподілу резонансного поля безпосередньо на поверхні дзеркала ВР, а саме: розподіл E -компоненти поля реєструється по зміні коефіцієнта зв'язку ВР з навантаженням при переміщенні вузла зв'язку в плямі поля досліджуваної моди. Метод придатний для аналізу структури резонансного поля в малооб'ємних ВР з роздільною здатністю $\sim 0,1$ мм.

8. Для подовження простору взаємодії в ГДВ терагерцевого діапазону досліджені властивості резонансних мод у ВРС з багатофокусним дзеркалом, складеним з декількох відбивачів з циліндричною поверхнею. Встановлено, що розподіл поля TEM_{00q} -моди (випадок H -поляризації) близький до квазіоптичної суми гаусових плям, сформованих двома відбивачами, та суттєво відрізняється від квазіоптичної суми гаусових плям, сформованих трьома та чотирма відбивачами. Показано, що вищі TEM_{mq} -моди у ВРС зі складеним фокусуючим дзеркалом також можуть використовуватись для подовження простору взаємодії в ГДВ, причому у випадку H -поляризації більшу добротність мають моди, в яких нулі в розподілі $E(x)$ співпадають зі стиками суміжних циліндричних поверхонь.

9. Для формування плями поля з супергаусовим розподілом поля TEM_{00q} -моди у ВРС з фокусуючим дзеркалом, складеним з двох відбивачів, запропоновано простий метод згладжування стику відбивачів випуклою поверхнею циліндра з оптимальним радіусом кривизни. Для терагерцевого діапазону ($f = 340$ ГГц) проведено 2-D моделювання ВРС зі згладженим стиком складеного фокусуючого дзеркала: на $TEM_{00,11}$ -моді: при добротності $Q_0 = 18400$ одержано супергаусовий розподіл в плямі поля довжиною $2\omega_{sx} = 11,7$ мм.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Paoloni C., Gamzina D., Letizia R., Zheng Y., Luhmann N.C. (2020): Millimeter wave traveling wave tubes for 21st Century // Journal of Electromagnetic waves and Applications, DOI: 101080/09205071.2020.1848643.
2. Soltani H.B., Abiri H. (2018): Criteria for Determining Maximum Theoretical Oscillation Frequency of Extended Interaction Oscillator for Terahertz Applications // IEEE Transactions on Electronic Devices, DOI: 10.1109/IED.2018.2808164.
3. Horoyski P., Berry D. (2013) High power CW 264 GHz tunable Extended Interaction Oscillator // IVEC Conference paper 2013, DOI: 10.1109/IVEC.2013.6570976.
4. Yang J., Cai K., Geng G. at all (2019) A staggered double-vane slow wave structure with double sheet electron beams for 340 GHz traveling wave tube // Journal of Electromagnetic waves and Applications, DOI: 101080/09205071.2019.1624628.
5. Lewis R.A. A review of terahertz sources // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. Vol. 47. No. 37. 374001.
6. Borisov A.A., Budzinsky U.A., Bykovsky S.V., Galdetskiy A.V., Korolev A.N., Lopin M.I., Negirev A.A., Pugnin V.I., Ruvinsky G.V. and Sazonov B.V. The development of vacuum microwave devices in Istok // 12th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2011). February 21-24, 2011, Bangalore, India. P. 437-438
7. Лысенко Е.Е., Паньков С.В., Пишко О.Ф., Чумак В.Г., Чурилова С.А. Разработка клинотронов непрерывного действия для диапазона 400..500 ГГц.//Электромагнитные волны и электронные системы. 2010, Т. 15, №11. С. 63-71.

8. Ponomarenko S.S., Kishko S.A., Khutoryan E.M., Kuleshov A.N., Zavertanniy V.V., Lopatin I.V., Yefimov B.P. The 400 GHz Continuous-Wave Clinotron Oscillator // IEEE Trans. on Plasma Science. 2013. V. 41, N. 1. P. 82–86.
9. Шестоपालов В.П. Дифракционная элетроника. -Харьков. 1976. Изд-во Харьк. ун-та. -232с.
10. Шестоपालов В.П. Физические основы миллиметровой и суб-миллиметровой техники. Т.2. Источники. Элементная база. Радиосистемы. - Киев: Наук. думка. 1985. -256с.
11. Корнеенков В.К., Мирошниченко В.С., Скрынник Б.К. Генераторы дифракционного излучения непрерывного и импульсного действия // Радиопизика и электроника. 1998. Т.3., №1, с.67-70.
12. Мирошниченко В.С. Генераторы дифракционного излучения на пути к терагерцам // ISSN 1028-821X. Радиопизика и электроника, 2008, т.13, спец. вып., с.290-300.
13. Корнеенков В.К., Мирошниченко В.С. Расширение диапазона перестройки частоты генератора дифракционного излучения // Радиотехника. – 1997. - №9. - С.28-32.
14. Демченко М.Ю., Мирошниченко В.С., Свищев Ю.В., Сенкевич Е.Б. Электродинамическая система для генератора дифракционного излучения с резонансным согласованием дифракционной решетки // Радиопизика и электроника. 2007. Т.12, №2, с.383-388.
15. Мирошниченко В.С., Демченко М.Ю., Сенкевич Е.Б. Резонансный способ согласования двойной периодической структуры в генераторе дифракционного излучения // Радиопизика и электроника . 2013. Т.4(18). №1, с.26-31.
16. Єрьомка В.Д., Мірошниченко В.С., Демченко М.Ю. Орбітрон - генератор дифракційного випромінювання // Патент України: UA. 105215, H01J 25/00. опубл. 25.04.2014

17. Скрынник Б.К., Корнеенков В.К. Малообъемный пакетированный ГДИ с изохронной дифракционной решеткой // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. –2002. - Т.7, №1. - С.127-132.

18. Мирошниченко В.С. Открытая резонансная система с фокусирующим зеркалом, составленным из нескольких отражателей с цилиндрической поверхностью / В.С. Мирошниченко, Е.А. Ковалев // Радиофизика и электроника. 2014. –Т.5(19), №4. – С.73–82.

19. Ковалев Е.А., Мирошниченко В.С. Диапазон перестройки частоты генератора дифракционного излучения с периодической структурой в виде сдвоенной гребінки. // Радиофизика и электроника. 2016. –Т.7(21), №2. – С.36–44.

20. Miroshnichenko V.S., Kovalov I.O. - Diffraction Radiation Oscillator with Asymmetric Open Resonant System. Part I. Cold Test Results of Open Resonant System. // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2016. –Vol. 8, No 2. P.02033(7pp).

21. Miroshnichenko V.S., Kovalov I.O. - Diffraction radiation oscillator with asymmetric open resonant system. Part 2. The hot test results of diffraction radiation oscillator. // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2016. –Vol. 8, No 2. P.02034(8pp).

22. Kovalov I.O., Miroshnichenko V.S. and Senkevich Ye.B. Diffraction Radiation Oscillator with Frequency Tuning on Mutual Coupled Modes in an Open Resonant System. // Progress In Electromagnetics Research C, Vol.87, pp.1-11, 2018.

23. Kovalov I.O., Miroshnichenko V.S. The field structure of open resonant system with multifocal mirror // 2015 International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF), Dnepropetrovsk, Ukraine, Sept.29 2015 – Oct.2 2015.-P.1-4.

24. Kovalov I.O., Miroshnichenko V.S. The Features of Diffraction Radiation Oscillator Operating on the 1st Gaussian Mode of the Open Resonant System // 2016 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2016) – October 10-14, 2016. - Kharkiv, Ukraine. –P.57-60.

25. Miroshnichenko V.S. and Kovalov I.O. Diffraction radiation oscillator with the asymmetric open resonant system," 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), Kharkiv, 2016, -P.1-4, doi: 10.1109/MSMW.2016.7538042.

26. Kovalov I.O., Miroshnichenko V.S. Excitation of super-Gaussian modes in an open resonant system with a focusing mirror composed of paired cylindrical reflectors / 2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2017), Lviv, Ukraine, October 17-20 2017. –P.224-227.

27. Мирошніченко В.С., Ковальов Є.О. Генератор дифракційного випромінювання / Патент на винахід UA 114548 C2, H01J 25/00, H01J 25/02. Україна. Бюл. №12. 26.06.2017 р.

28. Rozhnev A.G., Ryskin N.M., Sokolov D.V., Trubetskov D.I., Han S.T., Kim J.I., Park G.S. Novel concepts of vacuum microelectronic microwave devices with field emitter cathode arrays // Physics of Plasmas. 2002. Vol. 9. No. 9. P. 4020-4027.

29. Ives R.L. Microfabrication of high-frequency vacuum electron devices // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32. No. 3. P. 1277-1291.

30. Srivastava V. THz vacuum microelectronic devices // J. Physics: Conf. Series. 2008. Vol. 114. No.1. 012015.

31. Booske J.H. Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-to-terahertz and high power microwave generation // Phys. Plasmas. 2008. Vol. 15. No. 5. 055502.

32. Booske J.H., Dobbs R.J., Joye C.D., Kory C.L., Neil G.R., Park G.S., Park J.H., Temkin R.J. Vacuum electronic high power terahertz sources // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 1. No. 1. P. 54-75.

33. Glyavin M.Y., Idehara T., Sabchevski S.P. Development of THz gyrotrons at IAP RAS and FIR UF and their applications in physical research and high-power THz technologies // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2015. Vol. 5. No. 5. P. 788-797.

34. Tobin M. Review of optically pumped NMMW lasers // Proc. of IEEE.-1985.-73. No. 1.-P.61-80.

35. Дзюбенко М.І., Каменєв Ю.Є., Радіонов В.П. Газорозрядні лазери терагерцевого діапазону // Радіофізика та електроніка, 2017. Т.22. №3, с.58-80.

36. Vinokurov N.A., Gavrilov N.G., Knyazev B.A. et al. Status of the Novosibirsk high power terahertz FEL // Proceedings of FEL 2006, BESSY, Berlin, Germany.-P. 492-495.

37. Альтшулер Ю.Г., Татаренко А.С. Лампы малой мощности с обратной волной. М. «Советское радио», 1966.

38. Клилотрон / Г. Я. Левин, А. И. Бородкин, А. Я. Кириченко и др. / под ред. А. Я. Усикова. – К.: Наук. думка, 1992. – 200 с.

39. Microwave tubes for scientific applications. “O”-type backward-wave oscillators (carcinotrons). Thompson Tubes Electroniques, 1990, p.14-15.

40. Гершензон Е. М., Голант М. Б., Негирев А. А и др. Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. – М.: Радио и связь, 1985. – 136 с.

41. Korolev A.N., Zaitsev S.A., Golenitskij I.I., Zhary Y.V., Zakurdayev A.D., Lopin M.I., Meleshkevich P.N., Gelvich E.A., Negirev A.A., Pobedonostsev A.S., Poognin V.I., Homich V.B., and Kargin A.N. Traditional and Novel Vacuum Electron Devices. // IEEE Trans. Electron Devices, vol. 48, no. 12, pp. 2929–2937, 2001.

42. Лысенко Е.Е., Пишко О.Ф., Чумак В.Г., Чурилова С.А. Экспериментальные исследования клилотронов субмиллиметрового диапазона

длин волн. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009, Т. 14, №2. С. 72-80.

43. Chodorow M. and Wessel-Berg T. // IRE Trans. Electron Devices 1, 44 (1961).

44. Тореев А.И., Федоров В.К., Патрушева Е.В. Клистрон с распределенным взаимодействием миллиметрового диапазона // Радиотехника и электроника. 2009, Т.54. №8. с.1001-1008.

45. Roitman A., Berry D. and Steer B. // IEEE Transactions on Electron devices 52(5), 895–898 (2005).

46. Steer B., Horoyski P., Roitman A., Hyttinen M. and Deng H. - A 263 GHz 10 watt pulsed extended interaction klystron amplifier. // Proc. IRMMW-THz, Mainz, Germany (2013), pp. 1-2.

47. Carlsten, B.E. & Ferguson, P. (1997) Numerical determination of the matching conditions and drive characteristics for a klystron input cavity with beam. // IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 44, no. 5, pp. 894-900.

48 Shuang Li, Guangqiang Wang, and Dongyang Wang - Numerical study of matching conditions and optimum structure of an input coupler for a 0.34-THz extended-interaction klystron. // AIP Advances 7, 035322 (2017).

49. Скибенко А.И., Фомин И.П. Рефлектометрия квазистационарной плазмы частотно-модулированными электромагнитными волнами // УФЖ. – 1984.- Т.29, №11.- С.1646-1650.

50. Александров В.О., Будников В.Н., Герасименко Г.В. Наблюдение усиленного рассеяния СВЧ-волн в токомаке на колебаниях нижнегибридного диапазоне частот // Письма в ЖЭТФ. – 1985.- Т.42, вып.7. - С.275-278.

51. Кисляков А.Г., Черпак Н.Т., Шестопапов В.П. и др. Радиометр 6-мм диапазона с квантовым усилителем бегущей волны // Докл. АН СССР.- 1982. - Т.268, №3.- С.611-614.

52. Коростелев В.С., Хлопов Г.И., Шестопапов В.П. Разработка когерентной технологической РЛС миллиметрового диапазона на основе ГДИ //

Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн. Научное приборостроение. – Киев: Наук.думка. 1988. - С.180-189.

53. Golovina L.N., Dolgova N.A., Senkevich Ye B. Effect on the cells of barley embryo seeds // Telecommunications and Radio Engineering. – 2001. – Vol.55. – P.98-101.

54. Русин Ф.С., Богомолов Г.Д. Оротрон – электронный прибор с открытым резонатором и отражающей решеткой // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т.11. №5, с.756-762.

55. Bratman V.L., Dumesh B.S., Fedotov A.E., Rusin F.S. Millimeter and Submillimeter Wave Orotron with Broadband Frequency Tuning // Intern. Journal of Infrared and Millimeter Waves. - 2003.- 23, No.11.- С.1595-11599

56. Корнеенков В.К., Петрушин А.А., Скрынник Б.К., Шестопапов В.П. Генератор дифракционного излучения со сфероцилиндрическим открытым резонатором // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1976. - Т.19, №8. - С.812-821.

57. Вертий А.А., Попенко Н.А., Срынник Б.К., Шестопапов В.П. Исследование влияния фазовой неоднородности в виде отражательной дифракционной решетки на характеристики генератора дифракционного излучения // Изв. вузов. радиофизика. 1975. Т.18. №2, с.109-121.

58. Leavitt R.P., Wortman D.E., Dropkin H. Millimeter-wave orotron oscillation //IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1981. - Vol.QE-17, No.8. - P.1333-1348.

59. Shengang L., Jiaun Ch., Shaufu Y. et al. The study of diffraction radiation oscillation // Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves. -1987.- Vol.8, No.8. - P.885-900.

60. Faby G., Shunemann K. Design of Waveguide-to-Orotron-Resonator Transition with Modified Bethe Theory // IEEE Trans. on MTT. -1997. Vol. 45, No.11. - P.2043-2048.

61. Mizuno K., Ono S., Shibata Y. // IEEE Trans. on Microwave Ttheory and Technique. - 1973, vol. ED - 20, No.8. - P.1155-1158.

62. А.С. СССР №669963, 1976г. Генератор дифракционного излучения. Еремка В.Д., Корнеенков В.К., Скрынник Б.К., Шестопапов В.П.

63. Корнеенков В.К., Мирошниченко В.С. Пакетированные ГДИ диапазона частот 25-100 ГГц // I Украинский симпозиум «Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн» -Харьков .1991. 15-18 Октября. Т.1, с.130-131.

64. Демченко М.Ю., Корнеенков В.К., Мирошниченко В.С., Скрынник Б.К. Многодиапазонный ГДИ с двойной решеткой // Радиофизика и электроника. –Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. - 1999, т.4, №2, с.99-103.

65. Корнеенков В.К., Мирошниченко В.С., Шестопапов В.П. и др. Генератор дифракционного излучения с прозрачной решеткой. - В сб.: Труды ИРЭ АН УССР. – 1982. - Т.28. - С.13-22.

66. Белоус О.И., Кириленко А.А., Мирошниченко В.С. и др. Генератор дифракционного излучения со сфероуголковоэшелеттным открытым резонатором // Изв. вузов. Радиоэлектроника. - 1995. - Т.38, №11. - С.3-13..

67. Курін В.Г., Ревін І.Д., Скрынник Б.К, Шестопапов В.П. Низьковольтний субміліметровий генератор дифракційного випромінювання // Доповіді АН УРСР. Сер. А. 1978, №4, с.332-334.

68. Мирошниченко В.С., Корнеенков В.К., Сенкевич Е.Б., Юдинцев Д.В. Оптимизация работы генератора дифракционного излучения на высших пространственных гармониках периодической структуры // Радиофизика и электроника. 2009. Т.14, №1, с.74-80.

69. Мильчо М.В. Исследование и проектирование отборника мощности для электровакуумного умножителя частоты субмиллиметрового диапазона // Радиофизика и электроника. 2019. Т.24, №3, с.45-60.

70. Шестопапов В.П. - Генераторы дифракционного излучения // В.П. Шестопапов, А.А. Вертий, Г.П. Ермак, Б.К. Скрынник, Г.И. Хлопов, А.И. Цвык. -Киев: Наук. думка, 1991. -320с.

71. Мирошниченко В.С. Периодическая структура ЛСЭ из связанных желобковых волноводов // Радиофизика и электроника. 1998. –Т.3, №2. – С.69.

72. Svezhentsev A.Y., Miroshnichenko V.S. and Vandebosh G.A. Fast h-Waves in Double Comb Infinite Arrays // Progress in Electromagnetic Research C. Vol.80. 119-129. 2018. doi: 10.2528/PIERC1709140.

73. Ревин И.Д., Скрынник Б.К., Сысоев А.С., Третьяков О.А., Шестопапов В.П. К линейной теории генераторов дифракционного излучения // Известия вузов. Радиофизика. т.20, №5, 1977. -С.764-776.

74. Miroshnichenko V.S., Senkevich Ye.B. Experimental determination of equivalent circuit parameters of an open resonator coupled to transmission lines //Telecommunications and Radio Engineering. – 2003. – Т.60. – P.45–60.

75. Мележик П.Н., Мирошниченко В.С., Сенкевич Е.Б. Исследование структуры резонансного поля в открытом резонаторе методом пробного тела. Теория и эксперимент // Журнал технической физики. – 2006. – Т.76, №8. – С.115–122.

76. Поединчук А.Е., Тучкин Ю.А., Шестопапов В.П. О регуляризации спектральных задач волнового рассеяния на незамкнутых экранах // Докл. АН СССР -1987. т.295. №6. -С.1358-1362.

77. Демченко М.Ю., Корнеев В.К., Мирошниченко В.С., Поединчук А.Е., Свищев Ю.В., Тучкин Ю.А. Открытый резонатор с прямоугольной канавкой на зеркале, теория и эксперимент // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2000. - Т. 5, № 3. - С.19-29.

78. Miroshnichenko V.S., Senkevich. E.B. Scalar Measurement Technique of Coupling Coefficient of Diffraction Radiation Oscillator // 16th Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2006). 11-15 Sept. Sevastopol. Crimea. Ukraine. pp.263-264.

79. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Методы и техника / Под ред. Р. А. Валитова, Б. И. Макаренко. - М.: Радио и связь, 1984. -296с.

80. Валитов Р.А., Дюбко Ф.С., Камышан В.В. и др. Об одном методе измерения полей в открытом резонаторе // ЖЭТФ. - 1964.- Т.47. №4.- С.1173-1182.

81. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы.- М.: Советское радио, 1966. - 475 с.

82. Шестоपालов В.П. Резонансное рассеяние волн. Ч.1. Дифракционные решетки / В.П. Шестоपालов, А.А. Кириленко, С.А. Масалов, Ю.К. Сиренко. - Киев: Наук. думка, 1986. -232с.

83. Иванченко И.В. Особенности электродинамических свойств малоапертурных двухзеркальных ОР с неоднородностями // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т Радиофизики и электроники НАН Украины. - 1996. - №1. - С.24-33.

84. Демченко М.Ю., Корнеенков В.К., Скрынник Б.К. Малообъемный генератор дифракционного излучения // Радиофизика и электроника. -Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины.- 2000. - Т.5, №2. - С.140-144.

85. Курин В.Г., Ревин И.Д., Срынник Б.К. и др. Низковольтный субмиллиметровый генератор дифракционного излучения // Докл. АН УССР. Сер.физ.-.мат. наук., 1976, №8. С.815-819.

86. Корнеенков В.К., Шестоपालов В.П. Генератор дифракционного излучения с открытым резонатором из спаренных цилиндрических зеркал // Известия вузов. Радиофизика. 1977. Т.19, №9. С.968-972.

87. Мясин Е.А, Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. Оротрон с двухрядной периодической структурой диапазона 140-300 ГГц // Радиотехника и электроника. -2011. Т.56, №4. С.454-467.

88. Мирошниченко В.С., Пивоварова А.Г. Генератор дифракционного излучения с многокаскадным пространством взаимодействия. // (КрыМиКо'2008) Севастополь, 8-12 сентября, 2008: тез. докл. – 2010. – Т. 1. – С. 185-186.

89. Мирошниченко В.С., Сенкевич Е.Б., Пивоварова А.Г., Юдинцев Д.В. Возбуждение колебаний в генераторе дифракционного излучения с многокаскадным пространством взаимодействия // Изв. Вузов. Радиофизика – 2010. – Т.53, №3. – С.200-209.

90. Мирошниченко В.С., Дудка В.Г., Юдинцев Д.В. Формирование супергауссовых полей в открытых двухзеркальных резонаторах // 20 Межд. Крымская конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо'2010) Севастополь, 13-17 сентября, 2010: тез. докл. – 2010. – Т. 1. – С. 247-248.

91. Мирошниченко В.С., Дудка В.Г., Юдинцев Д.В. Формирование протяженных полей в ОР с трапецеидальными дзеркалами. // Радиофизика и электроника. – 2010. – Т. 1(15), № 2. – С.46-50.

92. Balaklitsky I.M., Kurin V.G., Skrynnik V.K., Tretyakov O.A., Shestopalov V.P. //, Pat. SU. 334605, H01J 23/16, SU, publ. 12.06.1982.

93. Васильева Т.И., Ревин И.Д. Особенности энергообмена в генераторе дифракционного излучения с дифракционной решеткой, несимметрично расположенной в каустике открытого резонатора // Доклады АН УССР, Сер. А, №7. -1984. С.53-56.

94. Максимов П.П., Цвык А.И., Шестопапов В.П. Исследование влияния фазовой неоднородности и распределения СВЧ поля на электронный КПД

генератора дифракционного излучения // Известия вузов. Радиоэлектроника. Т.28, №10. -1985. – с.59-62.

95. Korneenkov V.K., Miroshnichenko V.S., Skynnik B.K. - Diffraction Radiation Oscillator for CW and Pulsed Operation // Telecommunications and Radio Engineering. -1997. -51 . No 6&7. -P.144-147.

96. Korneenkov V.K., Miroshnichenko V.S., Petrushin A.A., Shestopalov V.P. // Pat. SU. 1103745, H01J 25/00, SU, publ. 19.06.1982.

97. Дюбко С.Ф., Камышан В.В., Шуйко В.П. К вопросу о неустойчивости конфокальных систем.// Журн. Нехн. Физики. -1965. Т.35, вып.10. –С.1806-1812.

98. Мележик П.Н., Поединчук А.Е., Тучкин Ю.А., Шестопапов В.П. Особенности спектральных характеристик двухзеркального открытого резонатора. // Докл. АН УССР. -1987. №8. –С.57-61.

99. Мележик П.Н., Поединчук А.Е., Тучкин Ю.А., Шестопапов В.П. Об аналитической природе явления междутиповой связи собственных колебаний. // Докл. АН СССР. -1988. Т.300, №6. –С.1336-1359.

100. Курин В.Г., Скрынник Б.К., Шестопапов В.П. Экспериментальное исследование междутиповых колебаний. // Докл. АН СССР. -1991. Т.317, №1. – С.93-96.

101. Курин В.Г., Скрынник Б.К., Шестопапов В.П. Междутиповые колебания (волны) генератора дифракционного излучения. // Докл. АН СССР. - 1992. Т.324, №5. –С.997-999.

102. Miroshnichenko V.S. Competition and Cooperation of Modes in Small-Volume DRO with Periodic Structure of Coupled Grooved Waveguides // Telecommunications and Radio Engineering.- 2009. v.68. No.3. –pp.231-245.

103. Евдокименко Ю.И., Лукин К.А., Ревин И.Д., Скрынник Б.К.- Особенности работы ГДИ на высших модах открытого резонатора // Журнал технической физики, 1982, т.52, №3. -С.525-526.

104. Соловьев А.Н., Цейтлин М.Б. Расчет условий возбуждения высших типов колебаний в оротроне. Радиотехника и электроника, 1982,т.27, № 2, с. 368 -373.

105. Balaklitskiy I.M., Kurin V.G.,Skrynnik B.K. On Operation of Diffraction Radiation Oscillator in BWO-mode / Ukr. J. Phys., Vol.15, Issue 5. 1970, pp.717-724.

106. Русин Ф.С., Костромин В.П. - Возбуждение поверхностных волн в оротроне // Радиотехника и электроника, 1985, т.30, №5. -С.994-997.

107. Шестопапов В.П. Морсовские критические точки дисперсионных уравнений. –Киев: Наук. думка. 1992. –211с.

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Мирошниченко В.С., Ковалев Е.А. Открытая резонансная система с фокусирующим зеркалом, составленным из нескольких отражателей с цилиндрической поверхностью // *Радиофизика и электроника*. 2014. – Т.5(19), №4. – С.73–82.
2. Ковалев Е.А., Мирошниченко В.С. Диапазон перестройки частоты генератора дифракционного излучения с периодической структурой в виде сдвоенной гребенки // *Радиофизика и электроника*. 2016. –Т.7(21), №2. – С.36–44.
3. Miroshnichenko V.S., Kovalov I.O. Diffraction Radiation Oscillator with Asymmetric Open Resonant System. Part I. Cold Test Results of Open Resonant System. // *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2016. –Vol. 8, No 2. P.02033(7pp).
4. Miroshnichenko V.S., Kovalov I.O. Diffraction radiation oscillator with asymmetric open resonant system. Part 2. The hot test results of diffraction radiation oscillator. // *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2016. –Vol. 8, No 2. P.02034(8pp).
5. Kovalov I.O., Miroshnichenko V.S. and Senkevich Ye.B. Diffraction Radiation Oscillator with Frequency Tuning on Mutual Coupled Modes in an Open Resonant System // *Progress In Electromagnetics Research C*, Vol.87, pp.1-11, 2018.
6. Мирошниченко В.С., Ковальов Є.О. Генератор дифракційного випромінювання // Патент на винахід, UA 114548 С2, H01J 25/00, H01J 25/02. Україна. Бюл. №12. 26.06.2017 р.

7. Kovalov I.O., Miroschnichtnko V.S. The field structure of open resonant system with multifocal mirror // *2015 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF-2015), Dnipropetrovsk, Ukraine, -2015. Sept.29–Oct.2. 2015. –P.1-4.*
8. Kovalov I.O., Miroschnichenko V.S. The Features of Diffraction Radiation Oscillator Operating on the 1st Gaussian Mode of the Open Resonant System // *2016 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2016). Kharkiv, Ukraine. -2016. October 10-14, 2016. –P.57-60.*
9. Miroschnichenko V.S., Kovalov I.O. Diffraction radiation oscillator with the asymmetric open resonant system. // *2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW²⁰¹⁶), Kharkiv. - 2016. -P.1-4, doi: 10.1109/MSMW.2016.7538042.*
10. Kovalov I.O., Miroschnichenko V.S. Excitation of super-Gaussian modes in an open resonant system with a focusing mirror composed of paired cylindrical reflectors // *2017 IEEE International Young Scientists Forum on Applied Physics and Engineering (YSF-2017), Lviv, Ukraine, -2017. October 17-20 2017. –P.224-227.*