

КАСКАДНЕ З'ЄДНАННЯ N РЕЗОНАНСНИХ РОЗГАЛУЖЕНЬ З МАГНІТОДИЕЛЕКТРИЧНИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

В.М. Мізернік, М.І. П'ятак*

Науковий фізико-технологічний центр МОН та НАН України, (Харків)

**Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
(Україна)*

Надійшла до редакції 19.10.2003

В статті отримано, в строгій електродинамічній постановці, розв'язок задачі про багатомодові коливання скінченного числа послідовно розташованих ортогональних розгалужень прямокутних хвилеводів із частковим магнітодіелектричним заповненням. За допомогою багатомодових узагальнених матриць розсіяння отримані рівняння і вирази для коефіцієнтів відбиття та проникнення в одноелементних та багатоелементних структурах. Проаналізовано дифракційні та просторові характеристики вказаних структур; проведена класифікація хвилеводно-діелектричних резонансів базових елементів та запропоновано числовий алгоритм оптимізації каскадних ланцюжкових вузькосмугових та широкосмугових НВЧ фільтрів.

ВСТУП

Освоєння нових частотних діапазонів електромагнітних коливань сучасної радіофізики потребує, перш за все, розробки багатофункціональних високоефективних пристроїв НВЧ та антенної техніки, яка включає велику кількість хвилеводно-резонаторних систем з різного типу неоднорідностями у таких системах. Так, зокрема, розгалуження хвилеводів різної форми поперечного перерізу використовуються для вивчення електродинамічних властивостей речовин [1, 2], а також є базовими елементами вузькосмугових та широкосмугових фільтрів, які переналагоджуються [3].

Проектувальники таких пристроїв стикаються в цьому напрямку як з ускладненням самих пристроїв, так і з підвищенням всього комплексу вимог, які пред'являються до відповідної апаратури в цілому. Це, в свою чергу, потребує інтенсивних пошуків принципово нових теоретичних ідей та технічних рішень, нових перспективних, у прикладному плані, ефектів і явищ, нових ліній передачі, які використовуються в якості базових; розробку сучасних комп'ютерних технологій аналізу та оптимізації параметрів як окремих базових елементів, так і параметрів приладів в цілому.

Звичайно, що без належного розвитку такого класу електродинамічних структур, систематичного і детального аналізу фізичних особливостей хвильових ефектів з обліком факторів, які впливають на ефективність процесу збудження спектра коливань, неможливо намітити шляхи поліпшення їх частотних і експлуатаційних характеристик, а також виявити нові явища і закономірності збудження коливань, які дозволяють розширити їх практичне використання. Тому

побудова такої теорії, яка може описати фізичні особливості збудження, перетворення коливань та розробка на її основі методів аналізу і оптимізації функціональних елементів по обраному параметру (або критерію), а також розробка практичних рекомендацій по суттєвому покращанню їх характеристик представляється актуальною науково-технічною проблемою.

На даний момент існує велика кількість теоретичних та експериментальних результатів щодо окремих елементів та НВЧ вузлів, але недостатньо проведено узагальнених принципових досліджень зв'язаних ортогональних хвилеводних розгалужень з частковим заповненням магнітодіелектричним середовищем. Окрім цього, мало уваги приділяється розробці інженерних методів розрахунку таких систем. При цьому представлення розв'язку крайових задач у вигляді нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР) при великій кількості змінних величин ускладнює вибір таких з'єднань, які б оптимальним чином відповідали необхідним експлуатаційним характеристикам.

Метою даної статті є дослідження одно-модових та багатомодових дифракційних характеристик обмежених в просторі, N -зв'язаних ортогональних розгалужень прямокутних хвилеводів з частковим магнітодіелектричним заповненням як одиночних, так і каскадних (ланцюжкових).

РОЗВ'ЯЗОК ГРАНИЧНОЇ ЗАДАЧІ

Розглянемо задачу про вимушені коливання в N -зв'язаних закорочених T -подібних розгалуженнях прямокутних хвилеводів з магнітодіелектричним резонатором в області зв'язку (рис. 1). Електродинамічні властивості вказаних вище

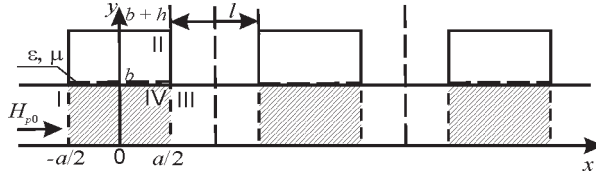


Рис. 1. Скінченна система зв'язаних розгалужень прямокутних хвильоводів (ϵ, μ – діелектрична та магнітна проникності).

розгалужень, будемо вивчати на підставі елементів матриці розсіяння $S_{qp}^{(vj)}$, $v, j = 1, 2, 3$, яка суттєво залежить від параметрів $\theta, h',$ ($\theta = a/\lambda, h' = b/a, h' = h/a, l' = l/a, \lambda$ – довжина хвилі у вільному просторі). Елементи матриці розсіяння $S_{qp}^{(vj)}$ – невідомі амплітуди хвиль у v -му плечі при падінні хвилі одиничної амплітуди з j -го плеча.

Розв'язок граничної задачі проведемо методом часткових областей з виділенням області зв'язку з феритовим резонатором [1, 2], згідно з яким розсіяне поле у незаповнених підвідних хвильоводах представимо традиційно у вигляді нескінченної суперпозиції хвильоводних мод, які розповсюджуються або загасають у відповідних напрямках, а поле у області розгалуження IV запишемо як суперпозицію полів ортогональних прямокутних хвильоводів A і B:

$$E_z^I = \delta_m^p \Psi_{pa}(x) e^{i\gamma_{pa}(y+b/2)} + \sum_m S_{mp}^{(11)} \Psi_{ma} e^{-i\gamma_{ma}(y+b/2)}; \quad (1)$$

$$E_z^{II} = \sum_m S_{mp}^{(21)} \Psi_{ma} e^{i\gamma_{mb}(y-b/2)}; \quad (2)$$

$$E_z^{III} = \sum_n S_{np}^{(31)} \Psi_{nb}(y) \frac{\sin(\gamma_{nb}(x-a-h))}{\sin \gamma_{nb} h}; \quad (3)$$

$$E_z^{IV} = \sum_m \Psi_{ma}(x) [B_{mp}^+ e^{i\gamma_{ma} y} + B_{mp}^- e^{-i\gamma_{ma} y}] + \sum_n A_{np} \Psi_{nb}(y) \frac{\sin(\gamma_{nb} x)}{\sin(\gamma_{nb} a)}. \quad (4)$$

У виразах для електричних полів (1–4) введені наступні позначення: для елементів матриці розсіяння $S_{mp}^{(11)}, S_{mp}^{(21)}$ – амплітудні коефіцієнти відбиття та проникнення хвиль з номерами m при падінні p -ої хвилі у відповідних незаповнених областях головного хвильоводу; $S_{np}^{(31)}$ – амплітудний коефіцієнт проникнення для n хвиль у незаповнену область бокового хвильоводу; $A_{np}, B_{mp}^+, B_{mp}^-$ – амплітудні коефіцієнти ортогональних хвильоводів у феритовому резонаторі;

$$\Psi_{nb}(y) = \sin \frac{n\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right), \quad \Psi_{ma}(y) = \sin \frac{m\pi}{a} \left(y + \frac{a}{2} \right) -$$

власні функції електричного поля ортогональних хвильоводів A і B; $\gamma_{nb} = \sqrt{k^2 - (n\pi/b)^2}$, $\gamma_{ma} = \sqrt{k^2 - (m\pi/a)^2}$ – сталі поширення вимушених коливань у незаповнених областях I, II, III; $\Gamma_{nb} = \sqrt{k^2 \epsilon \mu - (\pi n/b)^2}$, $\Gamma_{ma} = \sqrt{k^2 \epsilon \mu - (\pi m/a)^2}$ – сталі поширення вимушених коливань у феритовій області IV; $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число.

Враховуючи умови неперервності тангенційних компонент електромагнітного поля на границях часткових областей отримаємо зв'язану СЛАР II-го роду відносно невідомих коефіцієнтів хвильоводних хвиль в області зв'язку:

$$\begin{cases} D_m Q_{ma}^{+(1)} - \sum_t D_t S_{tm}^+ + F_m Q_{ma}^{-(1)} - \sum_t F_t S_{tm}^- = (-1)^p U_{mp} \\ D_m Q_{ma}^{-(2)} - \sum_t D_t S_{tm}^- + F_m Q_{ma}^{+(2)} - \sum_t F_t S_{tm}^+ = U_{mp} \end{cases},$$

$$\begin{cases} Q_{ma}^{\pm(1)} = \frac{a}{2} e^{\pm i\Gamma_{ma}} \left[\gamma_{ma} \operatorname{ctg}(\gamma_{ma} h_1) \pm i\Gamma_{ma} \right]; \\ Q_{ma}^{\pm(2)} = \frac{a}{2} e^{\pm i\Gamma_{ma}} \left[\gamma_{ma} \operatorname{ctg}(\gamma_{ma} h_2) \pm i\Gamma_{ma} \right]; \\ U_{mp} = ib L_{mp} \Gamma_{pb}; \quad P_{nb} = [b(\Gamma_{nb} \operatorname{tg}(\Gamma_{nb} a/2)) + i\Gamma_{nb}]^{-1}; \end{cases}$$

$$S_{tm}^{\pm} = \sum_{2n-1} L_{m,2n-1} K_{2n-1,t} \pm \sum_{2n} L_{m,2n} K_{2n,t}; \quad L_{mn} = \frac{m\pi}{a} \frac{n\pi}{b} \frac{2P_{nb}}{(m\pi/a)^2 - \Gamma_{nb}^2}; \quad K_{nt} = \frac{t\pi}{a} \frac{n\pi}{b} \frac{2 \cos(\Gamma_{ta} b/2)}{(n\pi/b)^2 - \Gamma_{ta}^2}.$$

Розглянемо резонансні неоднорідності, які з'єднані між собою відрізками хвильоводів однакової довжини. Теоретичний опис такого пристрою зручніше за все здійснювати за допомогою матриці

розсіяння $S_{qp}^{(vj)}$, якщо вважати розглянуту вище неоднорідність чотириполюсником. Оскільки елементи матриці розсіяння одиночного елемента відомі з розв'язку СЛАР II-го роду, то для N -каскадного ланцюжкового з'єднання повна матриця розсіяння визначається добутком N ви-

хідних матриць: $|S| = \prod_i |S_i|$. Більш того еле-

менти повної матриці розсіяння N хвильоводних з'єднань визначаються через поліноми Чебишева 1-го роду $T_N(x)$ і 2-го роду $U_N(x)$, а саме:

$$[S]^N = \begin{bmatrix} T_N(x) + i \operatorname{Im} S_{11} \cdot U_{N-1}(x) & S_{12} U_{N-1}(x) \\ S_{21} U_{N-1}(x) & T_N(x) - i \operatorname{Im} S_{11} \cdot U_{N-1}(x) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\text{де } x = \operatorname{Re} S_{11}$$

АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ

Із аналізу умов випромінювання випливає можливість існування декількох груп хвильоводно-діелектричних коливань у T -подібному закороченому розгалуженні прямокутних хвильоводів з магніто-

діелектричним резонатором у області зв'язку базового елементу: коливання, які реалізуються у режимі закритичності ортогональних хвильоводів з магнітодіелектриком, коливання, які реалізуються у режимі закритичності бокового або закритичності головного хвильоводу, або наявність випромінювання енергії в усі плечі розгалуження.

Доцільно спочатку провести дослідження електродинамічних характеристик базового елементу. Слід відмітити, що в основному резонанси на амплітудно-частотній характеристиці відповідають збудженню в резонансних розгалуженнях з частковим магнітодіелектричним або феритовим заповненням власних коливань, які можуть мати різну величину добротності та структуру поля. Більш того, при збільшенні розмірів спільної області чи значень матеріальних параметрів середовищ виникає можливість збудження в цих резонансних об'ємах кількох коливань одночасно, спостерігається багатомодовий режим збудження. На рис. 2 та 3 представлені результати числового розрахунку амплітудно-частотних залежностей коефіцієнту проникнення $|S_{11}^{(21)}|$ (ж) у виділеному діапазоні частотного параметру ω для двох випадків значень діелектричної проникності: $\epsilon = 1,4$ (рис. 2); $\epsilon = 3$ (рис. 3), які дозволяють проаналізувати вплив висоти пустотілого резонатора (відстані h' до закоротки) на резонансні властивості розгалуження.

Без додаткових знань про структуру полів у відповідних точках частотних залежностей коефіцієнту проникнення $|S_{11}^{(21)}|$ (ж) важко однозначно встановити, яке із власних коливань відповідає за той або інший резонансний ефект. Часткову інформацію про резонансні властивості коливань можливо отримати із малюнків на рис. 2 та 3, де також представлені епюри ліній однакового рівня нормованих розподілів електричної складової поля $|E_z(x, y)|/|E_z(x, y)|_{\max} = \text{const}$ у відповідних резонансних точках амплітудно-частотних характеристик.

Аналіз амплітудно-частотних характеристик на представлених графіках показує, що збільшення параметру h' розгалуження призводить до збільшення числа резонансів. Фактично за рахунок діелектричного резонатора в області зв'язку двох хвильоводів та зв'язаного з ним пустотілого резонатора T -розгалуження число таких коливань пов'язано з числом можливих власних коливань у вказаних резонаторах. Так, наприклад, резонанси, позначені номерами 1 та 4 на графіках рис. 3 для коефіцієнта проникнення, пов'язані зі збуд-

женням в зазначених областях коливання з індексами $m = 2$ та $n = 1$, на що вказують і епюри амплітудного розподілу полів, зображених на малюнку для цього випадку.

Збільшення відстані до закоротки призводить до зростання резонансної хвилі типу коливання, на що вказує зменшення безрозмірного параметру ω , тобто зростанню довжини хвилі λ . Зростання діелектричної проникності ϵ збільшує кількість резонансів в резонансних областях, що впливає з графіків на рис. 3.

Крім цього слід зазначити збільшення концентрації силових ліній рівних амплітуд полів в діелектричних областях (поле втягується в діелектричні області), а також зростання добротності резонансів.

Розглянемо далі характеристики ланцюжкових систем, з'єднаних з N однакових T подібних розгалужень з діелектричним резонатором, які мають різко виражені резонансні властивості. Так на рис. 4 зображені частотні характеристики (залежність перехідного ослаблення коефіцієнту проникнення у дБ від безрозмірного частотного параметру ω) для ланцюжкової системи, кількість елементів в якій вибиралась рівною 11. Матеріальні сталі резонатора вибирались такими: $\mu_a = 0$, $\mu = 1$, $\epsilon = 1,4$. Розрахунки частотних характеристик ланцюжкової системи проводились для значення відносної ширини двох прямокутних хвильоводів $\theta = 0,8$, при двох значеннях відстані до закоротки в пустотілому прямокутному хвильоводі $h' = 0,4$ (рис. 4а та 4б) та $h' = 0,6$ (рис. 4в та 4г) для двох відстаней між T -розгалуженнями l' ($l' = 0,3397$ – рис. 4а, 4в та $l' = 0,6793$ – рис. 4б та 4г). Як показує аналіз розрахунків перехідного ослаблення $L(\omega)$ зміною значень h та l можна змінювати ширину смуги проникнення фільтру $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$, центральна частота фільтру $\omega_0 = (\omega_1\omega_2)^{1/2}$, крутизну фронтів та спадів характеристики $L(\omega)$.

Очевидно, що завдяки зміні різних параметрів системи можна керувати характеристиками коефіцієнтів відбиття та проникності і добиватись в різних частотних діапазонах повного проникнення або повного відбиття електромагнітної хвилі. Окрім цього, можна керувати смугою частот, де ці коефіцієнти досягають значень, близьких до одиниці.

На наступних графіках рис. 5 зображено залежність коефіцієнту проникнення в ланцюжковій системі від частотного параметру ω з однакових T -розгалужень для значення діелектричної проникності $\epsilon = 3$. Рис. 5а відповідає системі з наступними геометричними параметрами: од-

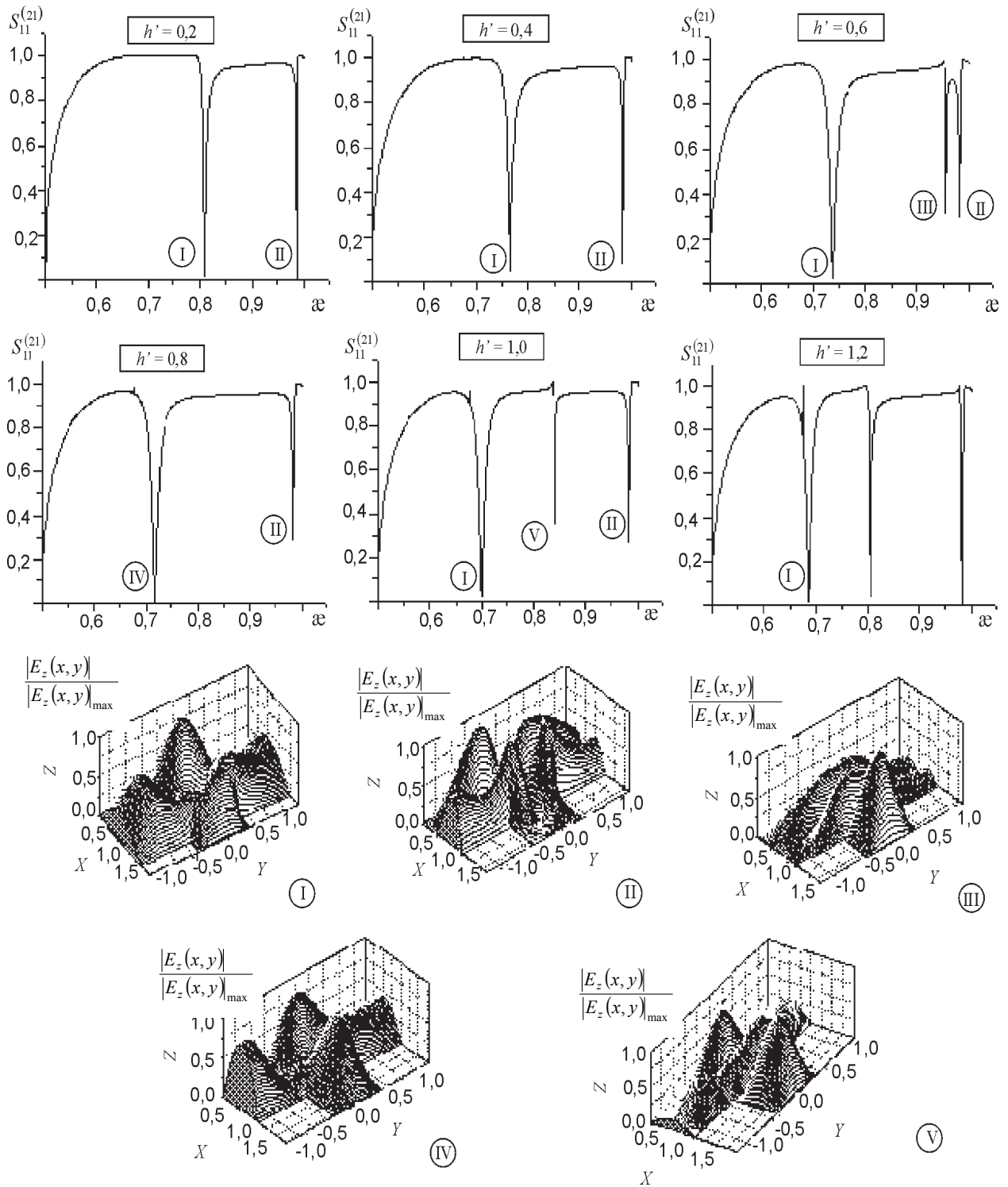


Рис. 2. Амплітудно-частотні залежності модуля коефіцієнта проникнення та лінії $|E_z(x,y)|/|E_z(x,y)|_{\max} = \text{const}$ для їхніх резонансних точок для T -подібного розгалуження з МДР: $\epsilon = 1,4$; $\eta = 0,8$.

наковій ширині розгалужень прямокутних хвилеводів $\theta = 1$, висоті закоротки $h' = 0,5$, відстані між розгалуженнями $l' = 0,2$. На рис. 5б ці параметри мають такі значення: $\theta = 0,25$, $h' = 0,4$, $l' = 0,2927$. Із графіків видно, що в такій ланцюжковій системі можна реалізовувати два типа фільтрів як смугопроникаючі, так і режекторні. Слід зауважити, що наявність на залежностях

слабких осциляцій пов'язана з властивостями скінченної послідовності ланцюжкової системи. Так на всій довжині ланцюжкової системи можуть збуджуватися різні типи коливань з різним числом варіацій полю по всій довжині ланцюжка. Кількість таких резонансів зв'язана з числом базових елементів в ланцюгу.

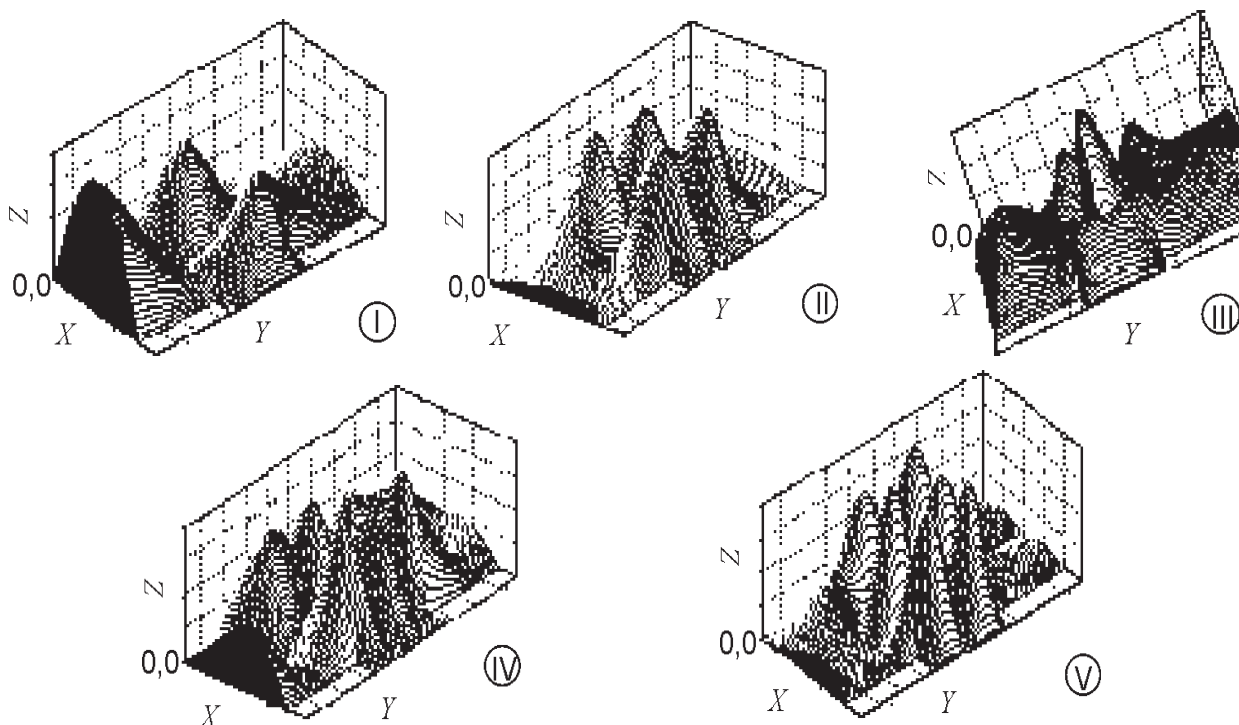


Рис. 3. Амплітудно-частотні залежності модулю коефіцієнта проникнення та лінії $|E_z(x, y)/E_z(x, y)|_{\max} = \text{const}$ для їхніх резонансних точок для T -подібного розгалуження з МДР: $\epsilon = 3$; $\eta = 0,8$.

ВИСНОВОК

Таким чином, із проведеного аналізу властивостей ланцюжкової системи з T -розгалуженнями прямокутних хвилеводів та магнітодіелектричним резонатором в області зв'язку впливає, що варіацією геометричних розмірів системи або сталою діелектричної проникності можна в широкому діапазоні частот домагатися необхідних характеристик смугових НВЧ фільтрів як вузькосмугових, так і широкосмугових. Більш того, наявність закортки дає можливість керувати цими характеристиками на практиці відносно просто – зміною їхньої довжини. Методи оптимізації таких систем вказують на можливість конструювання фільтрів НВЧ з необхідними частотними характеристиками в широкому інтер-

валі частот. Запропоновані ефективні числові алгоритми, придатні для комп'ютерного моделювання, які дозволяють оперативно знаходити експлуатаційні параметри різноманітних послідовно зв'язаних НВЧ базових елементів та побудувати на їх основі нові каскадні ланцюжкові НВЧ пристрої з заданими характеристиками. На основі цього проведено всебічне дослідження резонансних властивостей базових елементів у залежності від зміни матеріальних параметрів і геометричних розмірів. З'ясовано фізичну природу хвилеводно-діелектричних резонансів як в одномодовому, так і багатомодовому режимах збудження.