

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ВОЛНОВОДНЫХ РАЗВЕТВЛЕНИЙ С ФЕРРИТОВЫМ СЛОЕМ И РЕЗОНАТОРОМ

В.Н. Мизерник, научн. сотр.;

А.А. Шматько, д-р физ.-мат. наук, профессор

Харьковский национальный университет им. Каразина

Решена задача о собственных H_{ps_0} -типах колебаний Т-разветвления прямоугольных волноводов с поперечно-намагниченным ферритовым слоем и резонатором. Получены дисперсионные уравнения для нахождения резонансных частот колебаний в виде системы связанных однородных линейных уравнений для выделенных случаев. Найдены приближенные дисперсионные уравнения в аналитическом виде для одноволнового случая в ферритовой среде. Проведены их численный расчет и физический анализ для различных соотношений между резонансной длиной волны, геометрическими размерами волноводов и материальными параметрами гиротропной среды.

ВВЕДЕНИЕ

До настоящего времени на основе теоретических и экспериментальных исследований создана большая база данных различных структур и устройств СВЧ диапазона, которые включают разнообразные волноводные разветвления как пустотелых, так и с магнитодиэлектрическим и анизотропным заполнением при наличии неоднородностей, которые могут использоваться в качестве ключевых элементов перестраиваемых СВЧ фильтров для изучения электродинамических свойств вещества, неразрушающем контроле параметров промышленных образцов и других целей современной микроволновой техники. Резонансные явления, возникающие в таких СВЧ трактах, а именно в области связи волноводов, могут быть как полезными, так и вредными. СВЧ устройства на запертых модах могут использоваться для создания различных частотно-селективных устройств различного диапазона. Особенно эта возможность приобретает ценность в миллиметровом диапазоне волн. В частности такие явления используются для создания режекторных СВЧ фильтров с диэлектрическими вкладышами. Важным представляется развитие теории [1]-[3] для нахождения собственных резонансных частот Т-разветвлений волноводов при наличии управляемого ферритового слоя или резонатора.

В данной статье основное внимание уделено строгому решению задачи на собственные колебания Т-разветвления волновода с ферритовым слоем или резонатором, а также получение приближенных аналитических решений с контролируемой наперед точностью.

1 ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Электродинамические структуры, которые рассматриваются в статье, приведены на рис.1.

В общем случае материальная среда, заполняющая волновод или резонатор, характеризуется скалярной величиной диэлектрической проницаемости ε и тензором магнитной проницаемости μ вида

$$\vec{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{II} \end{vmatrix}$$

где μ , μ_a , μ_{II} - компоненты тензора; i - мнимая единица.

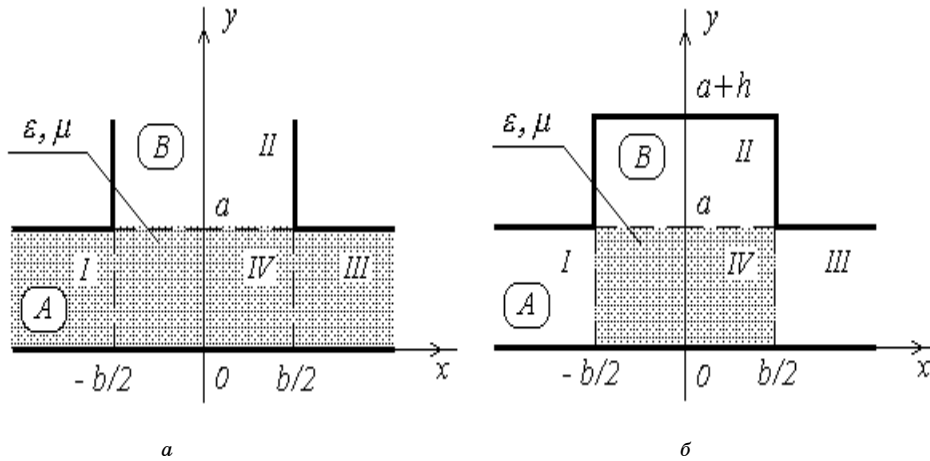


Рисунок 1- Модели волноводных разветвлений:
 а - Т-волноводное разветвление с магнитодиэлектриком или ферритовым слоем, полностью заполняющим волновод А;
 б - несимметричный проходной резонатор с кусочно-однородным магнитодиэлектриком или ферритом

В двумерном случае ($\frac{\partial}{\partial z} = 0$) H -волны в этих структурах описываются уравнением Гельмгольца относительно единственной E_z компоненты электрического поля:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k^2 q(x, y) E_z = 0.$$

Здесь функция $q(x, y)$ описывает кусочно-однородную магнитодиэлектрическую или ферритовую среду и равна для структуры на рис.1а для главного волновода $q_j^A(y) = \epsilon\mu^{F,MD}$, $j = 2, 3, 4$ и для бокового волновода $q_j^B(x, y) = \begin{cases} 1, & j = 1; \\ \epsilon\mu^{F,MD}, & j = 2, \end{cases}$ где $\mu^F = \mu_{\perp}$ - для ферритового заполнения; $\mu^{MD} = \mu$ - для магнитодиэлектрического, а для структуры на рис 1.б :

$$q_j^A(x, y) = \begin{cases} 1, & j = 1, 3 \\ \epsilon\mu^{F,MD}, & j = 2 \end{cases}, \quad q_j^B(x, y) = \begin{cases} \epsilon\mu^{F,MD}, & j = 2 \\ 1, & j = 4. \end{cases}$$

Индекс j характеризует номер частичной области, где $\mu^F = \mu_{\perp}$ - для ферритового заполнения; $\mu^{MD} = \mu$ - для магнитодиэлектрического.

Поперечные компоненты магнитного поля определяются через единственную компоненту искомого поля согласно уравнениям Максвелла по формулам:

$$H_x = \frac{i}{k\mu_{\perp}} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} + i \frac{\mu_a}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right), \quad H_y = -\frac{i}{k\mu_{\perp}} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - i \frac{\mu_a}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \right),$$

где μ_{\perp} – эффективная магнитная проницаемость феррита $\left(\mu_{\perp} = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu} \right)$.

Для магнитодиэлектрической среды $\mu_a = 0$ выписанные соотношения упрощаются.

Общий вид E_z компоненты электрического поля в выделенных частичных областях для ферритового резонатора и разветвления с магнитодиэлектриком одинаковый. В подводящих волноводах поле представляется в виде бесконечного набора собственных волн плоскопараллельного волновода с соответствующей средой. Для структуры на рис.1а

$$E_z^I = \sum_m R_m^A \psi_{ma}(y) e^{-\tilde{A}_{ma}(x+b/2)}, \quad E_z^{III} = \sum_m T_m^A \psi_{ma}(y) e^{i\Gamma_{ma}(y-b/2)};$$

а для проходного резонатора с кусочно-однородной средой рис.1б:

$$E_z^I = \sum_m R_m^A \psi_{ma}(y) e^{-i\gamma_{ma}(x+b/2)}; \quad E_z^{III} = \sum_m T_m^A \psi_{ma}(y) e^{i\gamma_{ma}(y-b/2)}.$$

Для двух структур области II, IV характеризуются одинаковыми материальными параметрами, поэтому и E_z -составляющая электрического поля в этих областях имеет одинаковый вид. Поле в области II запишем в следующем виде:

$$E_z^{II} = \sum_n T_n^B \psi_{nb}(x) e^{i\gamma_{nb}(y-a)},$$

а поле в области связи IV для обеих структур представим в виде суперпозиции полей двух ортогональных волноводов:

$$E_z^{II} = \sum_m \psi_{ma}(y) \left[B_m^+ e^{i\Gamma_{ma}x} + B_m^- e^{-i\Gamma_{ma}x} \right] + \sum_n A_n \psi_{nb}(x) \frac{\sin(\Gamma_{nb}y)}{\sin(\Gamma_{nb}a)}.$$

В выражениях для полей введены следующие обозначения: R_m^A, T_m^A, T_n^B — амплитудные коэффициенты отражения и прохождения в соответствующих волноводах А и В; A_n, B_m^+, B_m^- — амплитудные коэффициенты ортогональных волноводов в области связи;

$\psi_{nb}(x) = \sin \frac{n\pi}{b} \left(x + \frac{b}{2} \right), \quad \psi_{ma}(y) = \sin \left(\frac{m\pi}{a} y \right)$ — мембранные функции

плоскопараллельных волноводов; $\gamma_{nb} = \sqrt{k^2 - (n\pi/b)^2}$,

$\gamma_{ma} = \sqrt{k^2 - (m\pi/a)^2}$ — постоянные распространения в незаполненных средой областях; $\Gamma_{nb} = \sqrt{k^2 \varepsilon \mu^{F,MD} - (n\pi/b)^2}$, $\Gamma_{ma} = \sqrt{k^2 \varepsilon \mu^{F,MD} - (m\pi/a)^2}$ — постоянные распространения в ферритовой или магнитоэлектрической области соответственно; a и b — соответственно ширина главного и бокового волноводов; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число в свободном пространстве; λ — длина волны.

Используя непрерывность тангенциальных компонент электромагнитных полей на границе выделенных областей и применяя метод Фурье, получим следующую систему бесконечных линейных однородных уравнений относительно неизвестных коэффициентов в области связи A_t для двух рассматриваемых структур соответственно:

$$A_t - \frac{2}{W_{tb}} \sum_n \sum_m \left[1 + (-1)^n (-1)^t \right] L'_{tm} K_{mn} A_n = 0,$$

$$A_n - \sum_n \sum_m A_n \left[Z_{tn}^- Q_{nm}^- - Z_{tm}^+ Q_{mn}^+ \right] = 0.$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$L'_{tm} = L_{tm} \frac{1 - (-1)^t \exp(i\Gamma_{ma} b)}{ia\Gamma_{ma} W_{tb}}, \quad W_{tb} = b \left[\Gamma_{tb} ctg(\Gamma_{tb} a) - i\mu\gamma_{tb} \right],$$

$$K_{mn} = (-1)^m \frac{n\pi}{b} \frac{m\pi}{a} \frac{1}{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \Gamma_{nb}^2}, \quad L_{tm} = (-1)^m \frac{t\pi}{b} \frac{m\pi}{a} \frac{1}{\left(\frac{t\pi}{b}\right)^2 - \Gamma_{ma}^2},$$

$$Q_{mn}^+ = \frac{K_{mn}}{W_{ma}^+} \left[1 + (-1)^n \right]; \quad Q_{mn}^- = \frac{K_{mn}}{V_{ma}^-} \left[1 - (-1)^n \right], \quad Z_{tm}^\pm = \frac{2L_{tm}}{W_{tb}} \left[1 \pm (-1)^t \right],$$

$$W_{ma}^\pm = a \left[\Gamma_{ma} ctg\left(\Gamma_{ma} \frac{b}{2}\right) \pm i\mu^{F,MD} \gamma_{ma} \right]; \quad V_{ma}^\pm = a \left[\Gamma_{ma} tg\left(\Gamma_{ma} \frac{b}{2}\right) \pm i\mu^{F,MD} \gamma_{ma} \right].$$

Суммирование ведется по положительным индексам.

В одноволновом случае можно получить аналитические выражения для дисперсионных уравнений двух рассматриваемых структур с магнитоэлектрической средой:

$$1 - 2 \sum_t \left[1 - (-1)^t \right] \frac{L_{tl} K_{lt}}{W_{tb}} = 0 \quad (\text{для структуры рис.1a}),$$

$$1 - \frac{2}{W_{la}^+} \sum_t Z_{tl}^+ Q_{lt}^+ = 0 \quad (\text{для структуры рис.1б}).$$

Для структур с ферритовым слоем или ферритовым резонатором система однородных линейных алгебраических уравнений усложняется и имеет вид соответственно:

$$A_t - \frac{2}{W_{tb}} \sum_n \sum_m \left[1 + (-1)^n (-1)^t \right] L'_{tm} K_{mn} A_n + \frac{2i}{W_{tb}} \frac{\mu_a}{\mu} \sum_n \alpha_{tn} A_n = 0,$$

$$\begin{cases} \left[R_p^A - T_p^A \right] W_{pa}^- + 2i \frac{\mu a}{\mu} \sum_m \left[R_m^A + T_m^A \right] \alpha_{pm} + 2 \sum_n \left[1 + (-1)^n \right] K_{pn} A_n = 0, \\ \left[R_p^A + T_p^A \right] V_{pa}^+ - 2i \frac{\mu a}{\mu} \sum_m \left[R_m^A - T_m^A \right] \alpha_{pm} - 2 \sum_n \left[1 - (-1)^n \right] K_{pn} A_n = 0, \\ 2 \sum_m \left[R_m^A - (-1)^t T_m^A \right] L_{tm} + A_t W_{tb} + 2i \frac{\mu a}{\mu} \sum_n \alpha_{tn} A_n = 0, \end{cases}$$

где введены следующие обозначения:

$$\alpha_{tn} = \begin{cases} \frac{2tn}{n^2 - t^2}, & t + n = 2, 4, 6, \dots, \\ 0, & t + n = 1, 3, 5, \dots, \end{cases} \quad \alpha_{pm} = \begin{cases} \frac{2pm}{p^2 - m^2}, & p + m = 2, 4, 6, \dots, \\ 0, & p + m = 1, 3, 5, \dots \end{cases} .$$

2 АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для каждой из исследуемых структур были разработаны численные алгоритмы нахождения корней определителя выписанных систем однородных линейных алгебраических уравнений и программы расчета пространственных распределений полей в области связи в широком интервале изменения параметров задачи. Результаты расчетов приведены на рис.2 – рис.8, при этом были введены такие безразмерные параметры: $\alpha = a/\lambda$ - безразмерное волновое число или безразмерный частотный параметр, $\theta = a/b$ - безразмерная относительная ширина двух ортогональных волноводов. Все расчеты проводились в интервале изменения частотного параметра $\alpha = 0-0,5$ и при фиксированном значении магнитной проницаемости среды $\mu = 0,7$.

2.1 Магнитоэлектрическая среда

На рис.2 в качестве примера приведены графические зависимости безразмерного волнового числа от диэлектрической проницаемости среды, т.е. $\alpha = f(\varepsilon)$.

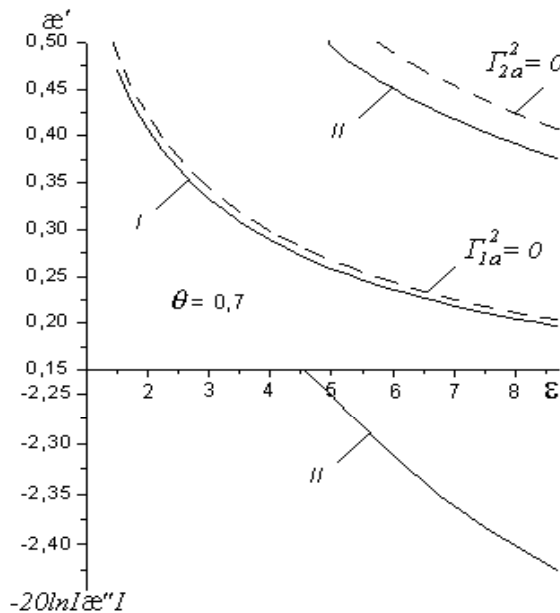


Рисунок 2 -. Зависимость собственных волновых чисел от ε для T-разветвления с МД-слоем

Штриховыми линиями нанесены кривые $\Gamma_{ma}(\varepsilon) = 0$, которые иллюстрируют границу перехода по параметрам задачи m -й волны волноводного типа ($\Gamma_{ma}^2 > 0$) в поверхностную волну ($\Gamma_{ma}^2 < 0$). Вычисления проводились при фиксированных размерах волноводов $\theta = 0,7$.

Как следует из представленных графиков, изменением диэлектрической

проницаемости ε можно увеличить или уменьшить электрические размеры МД - слоя, что влечет за собою изменение условий распространения H_{m0} волн в магнитоэлектрической среде. Естественно, что с возрастанием диэлектрической проницаемости спектр собственных колебаний сгущается, все зависимости вещественных значений параметра α смещаются в низкочастотную частотную область. Действительные значения параметра α соответствуют случаю запердельности главного волновода с магнитоэлектриком ($\alpha^2 < \Gamma_{1a}^2$). Так, например, собственные значения кривой *I* являются реальными, а кривой *II* - комплексными.

Для того чтобы установить вид типа колебаний, были рассчитаны амплитудные распределения полей в области связи. Некоторые результаты расчетов приведены на рис.3. Рис. 3а соответствует собственным числам рис.2 (кривая *I*), а рис. 3б – комплексным значениям (кривая *II*). Анализ результатов расчета показал, что в Т-образном разветвлении с МД могут возбуждаться колебания с разными вариациями поля. Так, например, кривая *I* на рис. 2 соответствует колебанию H_{110} . На это указывает пространственное распределение поля в области связи, которое имеет одну вариацию поля по одной и другой координатам в выделенном резонансном объеме.

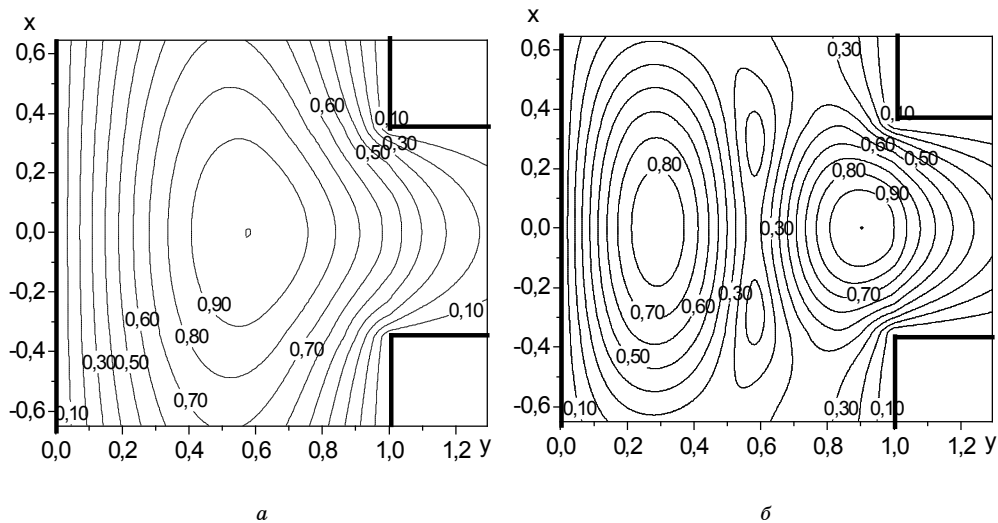


Рисунок 3 - Линии $|E_z(x,y)|/|E_z(x,y)|_{\max} = const$ для соответствующих кривых $\alpha = f(\varepsilon)$ в резонансных точках

Такое распределение поля наблюдается для всех значений на кривой *I* с той лишь разницей, что поле с увеличением величины ε все больше концентрируется в области связи, т. е. максимум амплитуды поля смещается все дальше от границы раздела областей. Кривые *II* на рис. 2 относятся к типу H_{120} -колебаний, для которых по координатам x наблюдается одна вариация поля, а по координате y - две (рис.3б).

На рис.4 представлены дисперсионные зависимости безразмерного волнового числа от величины диэлектрической проницаемости для проходного резонатора со слоистым магнитодиэлектриком в области связи. Вычисления проводились для двух величин безразмерной ширины двух ортогональных волноводов θ (рис. 4а - $\theta = 0,7$; рис. 4б - $\theta = 1,0$). Сравнение этих результатов показывает, что увеличение ширины бокового волновода приводит к смещению спектра колебаний в резонаторе, что характерно для всех волноводных разветвлений как с магнитодиэлектрической средой, так и без нее [3]. При данных значениях параметров в диапазоне значений $\alpha = 0-0,5$ число колебаний может быть от одного до четырех. Волны в подводящих волноводах не могут распространяться для запертых в области связи колебаний, на что и указывает мнимая часть волнового числа.

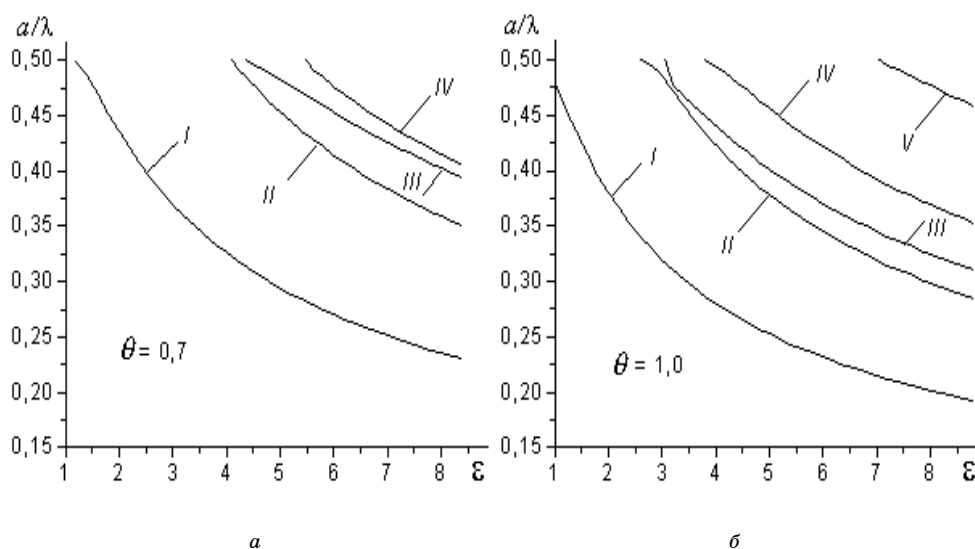


Рисунок 4 - Зависимость безразмерного волнового числа от ϵ для проходного резонатора со слоистым МД

Анализ собственных волновых чисел и соответствующих им полей показывает, что дисперсионные кривые соответствуют двум видам колебаний в магнитодиэлектрическом резонаторе в области связи. Кривые I, II, IV соответствуют типам колебаний с одной и двумя вариациями поля вдоль оси главного волновода. Дисперсионная характеристика (кривая III на рис. 4а) соответствует типу колебаний с двумя вариациями поля по другой координате, кривая на рис.4б – имеет три вариации поля вдоль оси главного волновода. Следует отметить, что для кривых III и V распределения поля соответствуют поверхностным волнам на границе магнитодиэлектрического резонатора – максимум поля находится на границе областей.

Результаты расчета пространственного распределения амплитуды полей показаны на рис. 5 для кривых, изображенных на рис. 4а (случай $\theta = 0,7$).

Рис.5а соответствует кривой I рис.4а для значений $\epsilon = 4$ и $\alpha = 0,325867$, рис.5б – кривой II для значений $\epsilon = 5$ и $\alpha = 0,453234$, рис.5в – кривой III для значений $\epsilon = 5$ и $\alpha = 0,482867$, рис.5г – кривой IV для значений $\epsilon = 6,6$ и $\alpha = 0,455132$, кривая V на рис.4б имеет три вариации поля по координате x .

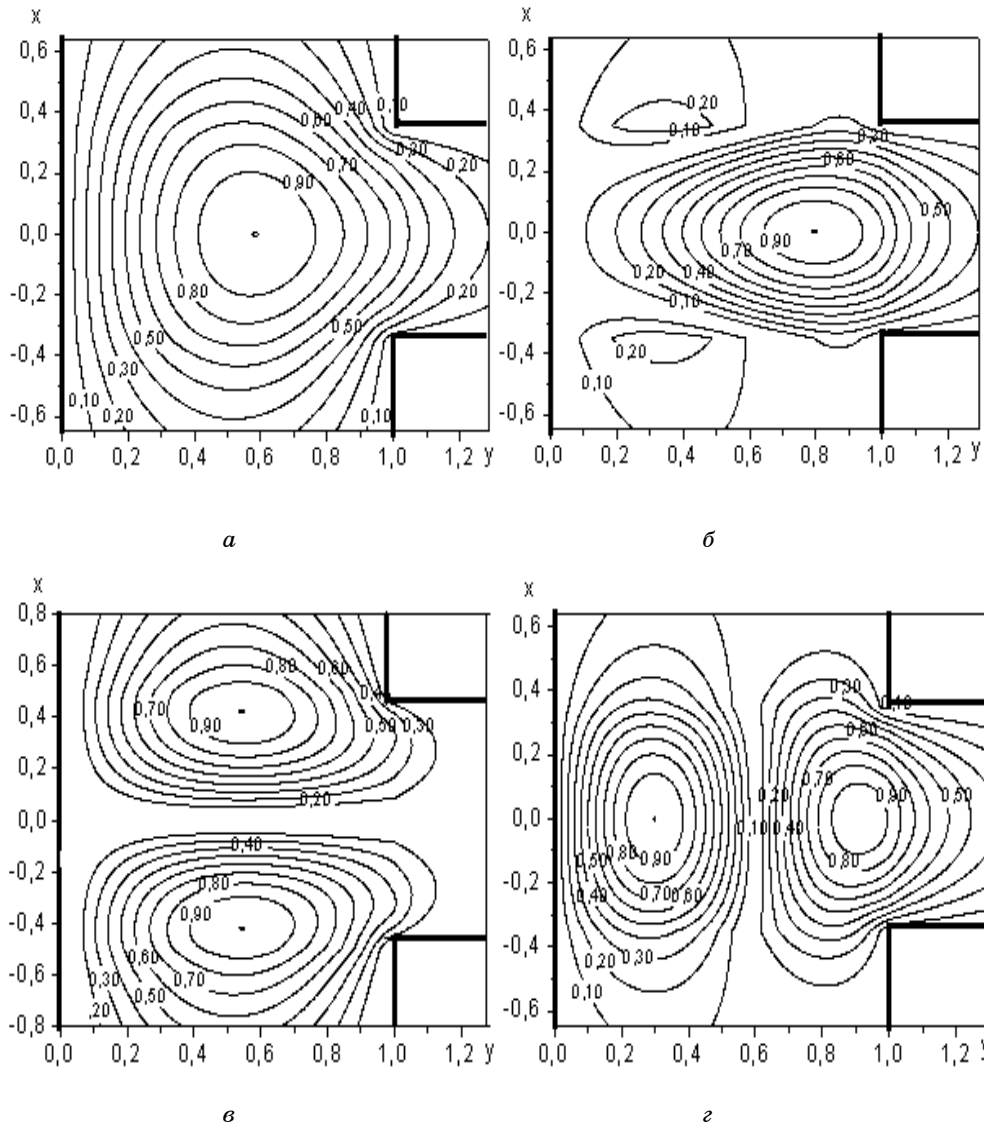


Рисунок 5 - Линии $|E_z(x,y)|/|E_z(x,y)|_{max} = const$ для соответствующих кривых $\alpha = f(\varepsilon)$ при $\theta=0,7$

Кривые I-IV имеют одинаковый характер. Это подтверждают эпюры распределения полей. Наконец, кривая V рис. 4б относится к случаю, когда по координате x наблюдается три вариации поля. Для этого случая распределение амплитуды полей представлено на рис.6 для значений $\varepsilon = 8$ и $\alpha = 0,4739$.

2.2 Волноводные разветвления с ферритом

Из предварительного анализа условий излучения следует, что существуют две отличные группы колебаний в зависимости от значений геометрических размеров и материальных параметров феррита: колебания, которые существуют при запердельности главного и бокового волноводов (\tilde{A}_{nb} , \tilde{A}_{ma} — мнимые величины); колебания, которые связаны с запердельностью бокового (\tilde{A}_{nb} — мнимое число, \tilde{A}_{ma} — вещественное

число) или главного волновода; (\tilde{A}_{ma} — мнимое число, \tilde{A}_{nb} во все плечи разветвления — вещественное число) или излучения в оба волновода ($\tilde{A}_{nb}, \tilde{A}_{ma}$ — вещественные числа).

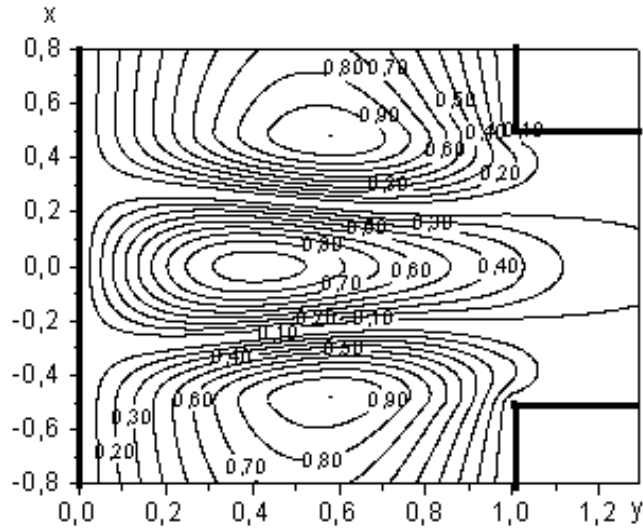


Рисунок 6 - Линии $|E_z(x, y)| / |E_z(x, y)|_{max} = const$ для кривых $\alpha = f(\varepsilon)$ при $\theta = 1,0$

Укажем на отличную особенность разветвления с ферритовой средой. Это колебания первой группы, которые связаны с поверхностным режимом волн в ферритовой среде, который характерен как для положительных, так и отрицательных значений параметра μ_a . Колебания второй группы характерны для положительных значений параметра μ_a .

Таким образом, выделенные группы колебаний, которые существуют в магнитоэлектрической или ферритовой среде, можно отнести к волноводно-диэлектрическим или волноводно-ферритовым.

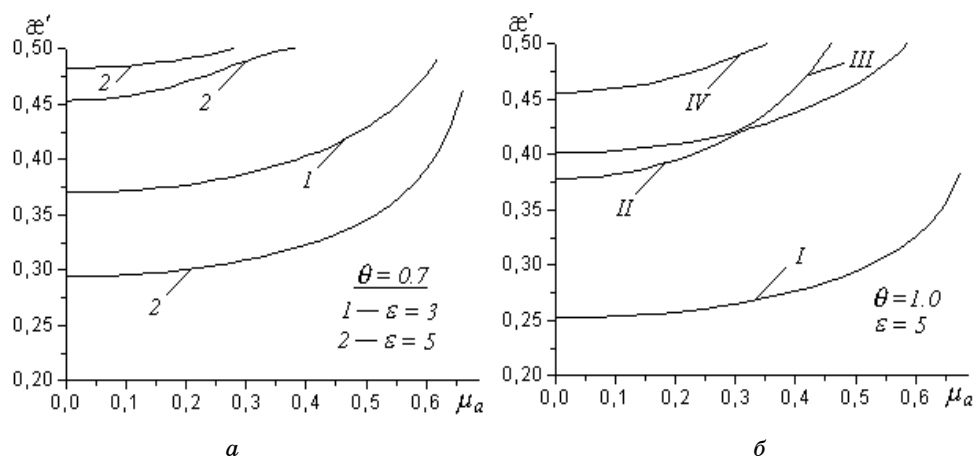


Рисунок 7 - Зависимость безразмерного волнового числа от параметра μ_a для T-разветвления с ферритовым резонатором

Для Т-разветвления волноводов с ферритовым резонатором (проходной резонатор с ферритовым заполнением) на рис. 7а представлено несколько кривых комплексного спектрального параметра α от величины μ_a при фиксированном значении $\theta = 0,7$. Приведены случаи различных значений ε : кривая 1 - $\varepsilon = 3$ и кривая 2 - $\varepsilon = 5$. При увеличении величины ε спектр колебаний с одним и тем же значением μ_a сгущается и все зависимости вещественных значений α существенно смещаются в низкочастотную часть диапазона.

При увеличении ширины волноводов (рис.7б) число колебаний в ферритовом резонаторе увеличивается, что может приводить к вырождению типов колебаний, при котором проявляется междутиповая связь (кривые II, III рис. 7б). С увеличением величины μ_a колебания одного вида переходят в колебания другого вида при одновременном разрежении спектра и постепенном переходе колебаний объемных к поверхностным на границе областей. Подтверждением последнего служат фрагменты эпюр полей, изображенных на рис.8, рассчитанные при значениях $\varepsilon = 5$ и $\mu_a = 0,1$ (рис.8а) и $\mu_a = 0,675$ (рис. 8б).

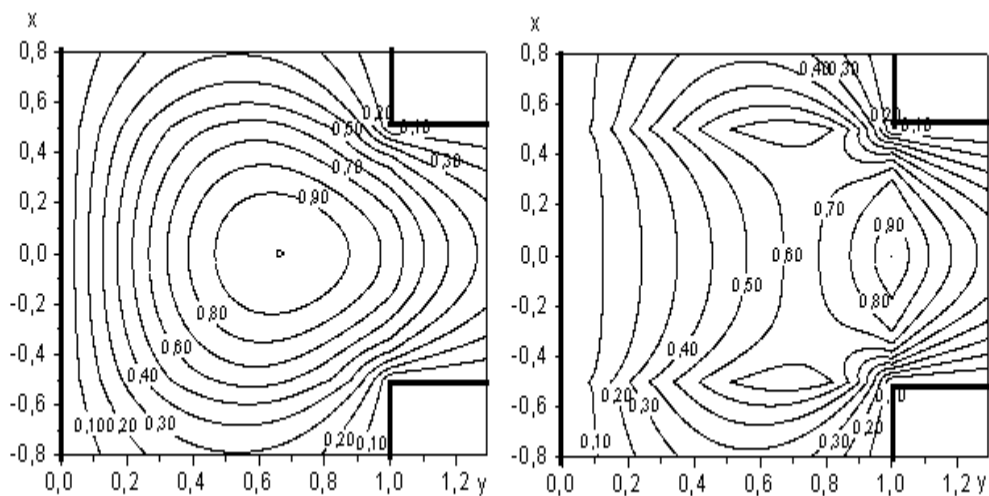


Рисунок 8 - Линии $|E_z(x,y)|/E_z(x,y)_{max} = const$ для соответствующих кривых $\alpha = f(\mu_a)$ в выбранных точках

ВЫВОДЫ

Таким образом, в данной работе сформулирована и решена в строгой электродинамической постановке задача о собственных колебаниях волноводных разветвлений с частичным или полным заполнением участка одного из волноводов магнитоэлектриком или ферритом. Получены системы линейных однородных алгебраических уравнений для нахождения собственных волновых чисел исследуемых структур. В одноволновом приближении в области связи найдены в аналитическом виде дисперсионные уравнения. Проведено численное решение этих уравнений и выяснены основные свойства рассмотренных структур. Полученную информацию можно использовать при разработке СВЧ приборов с новыми свойствами, а также при исследовании материальных параметров магнитоэлектрических и ферритовых сред методами неразрушающего контроля.

SUMMARY

The problem about owner H_{ps0} -types of oscillations T-of ramifying of rectangular wave guides with crossly - magnetized ferrite stratum and the resonator is solved. The dispersion equations for a determination of resonance frequencies of oscillations as a system of the bound homogeneous simple equations for the chosen cases are obtained. The approximate dispersion equations in an analytical aspect for an onewave case in a ferrite medium are found. Their numerical calculation and the physical analysis for various relations between a resonant wave length, geometrical sizes of waveguides and the material parameters of a gyrotropic medium carried out.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. V. N. Mizernik, N. I. Pyatak. Resonance dissipation electromagnetic wave in T-shaped branching of rectangular waveguides with a transversely magnetized ferrite //Telecommunications and Radio Engineering.- 2003.-V.58, N11-12.- P.44-55.
2. Ермак Г.П., Мизерник В.Н., Шматько А.А. Определение материальных параметров промышленных тонкопленочных ферритовых образцов /Труды 12-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2002).- Севастополь, 2002.
3. Мизерник В.Н., Пятак Н.И. Собственные электромагнитные колебания поперечно-намагниченного ферритового резонатора в прямоугольном волноводе //Вісник ХНУ. Серія Радіофізика та електроніка.- 2004.- №646, Вип. 2. - С. 218-223.

Поступила в редакцію 28 апреля 2006 г.

УДК 621.793.4.

ФАЗОВИЙ, ЕЛЕМЕНТНИЙ ТА ГРАНУЛОМЕТРИЧНИЙ СКЛАД ЕЛЕКТРОЛІТИЧНО ОТРИМАНИХ ПОРОШКОПОДІБНИХ ПРОДУКТІВ НА ОСНОВІ БОРИДІВ ТИТАНУ

В.В. Бугаєнко, доцент; З.М. Проценко**, доцент; Н.І. Шумакова,*
доцент**

**Сумський державний університет*

***Сумський державний педагогічний університет*

На основі електрохімічних досліджень встановлено механізм процесу електровідновлення бору та титану із комплексних хлоридно-фторидних розплавів на індиферентних електродах. Встановлено фазовий і елементний склад порошкоподібного продукту електролізу, а також гранулометричний на основі мікроскопічних досліджень.

ВСТУП

Нові речовини і матеріали є основою практично всіх галузей народного господарства, що постійно розвиваються, але в першу чергу хімічної промисловості, машинобудування та приладобудування. Серед сучасних актуальних проблем напрямку є радикальне зниження матеріалоемності та енергоемності виробництва, забезпечення господарства країни новими інтерметалевими, керамічними, порошковими матеріалами, які могли б працювати у жорстких специфічних умовах.

Сполуки металів з бором (бориди) складають важливий і широкий клас неорганічних сполук, що відрізняються тугоплавкістю, високою хімічною стійкістю в різних агресивних середовищах, особливими магнітними властивостями, що пояснюється їх специфічною електронною структурою. Висока жаростійкість деяких боридів робить їх