

УДК 621.372

СОБСТВЕННЫЕ МАГНОН ПОЛЯРИТОННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ МОДЫ В ОТКРЫТОМ ПРОХОДНОМ РЕЗОНАТОРЕ С ГИРОМАГНИТНОЙ СРЕДОЙ

В. Н. Мизерник¹, А. А. Шматько²

¹ Научный физико-технологический центр, 61077, Харьков, пл. Свободы, 2,

² Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4,
E-mail: alexandr.a.shmatko@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 21 апреля 2011 г.

Теоретически решена задача о собственных модах открытого проходного резонатора частично заполненного гиротропной ферритовой средой и установлено существование магнон поляритонных поверхностных (МПП) мод с высокой концентрацией поля на границе ферритового резонатора. Проанализированы всевозможные комбинированные режимы существования поверхностных и объемных мод, определены зависимости их резонансных частот от материальных параметров среды и геометрических размеров резонатора и ферритового слоя.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: магнон поляритонные колебания, ферритовый резонатор, разветвление волноводов, проходной открытый резонатор, волноводная неоднородность, область связи, система линейных алгебраических уравнений.

Теоретично розв'язана задача про власні моди відкритого прохідного резонатора частково заповненого гиротропним ферритовим середовищем і встановлено існування магнон поляритонних поверхневих (МПП) мод з високою концентрацією поля на границі ферритового резонатора. Проаналізовано різноманітні комбіновані режими існування поверхневих і об'ємних мод, визначені залежності їхніх резонансних частот від матеріальних параметрів середовища, геометричних розмірів прохідного резонатора та ферритового резонаторів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: магнон поляритонні коливання, ферритовий резонатор, розгалуження хвилеводів, прохідний відкритий резонатор, хвилевідна неоднорідність, область зв'язку, система лінійних алгебраїчних рівнянь.

The problem about own modes of the open reentrant resonator partially filled is theoretically solved by gyrotropic ferrite medium and existence magnon polariton surface (MPS) modes with tall concentration of a field on boundary line of the ferrite resonator is established. The every possible combined regimes of existence of superficial and volumetric fashions are analyzed, dependences of their resonant frequencies on material parameters of medium and geometrical sizes of the resonator and a ferrite layer are certain.

KEYWORDS: magnon polariton oscillations, the ferrite resonator, a junction of waveguides, the through passage open resonator, waveguide inhomogeneity, area of connection, system of the linear algebraic equations.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время при создании новых устройств в фотонике и плазмонике терагерцового диапазона широкое развитие получили различные материалы естественного и искусственного происхождения (метаматериалы), имеющие в определенной области частот отрицательные значения диэлектрической или магнитной проницаемостей [1, 2]. При таких значениях материальных параметров одной из сред на границе раздела сред могут появляться поверхностные волны названные плазмон поляритонными (ПП) или магнон поляритонные (МП) поверхностные волны в широком диапазоне частот от микроволнового до терагерцового. Эти волны распространяются вдоль границы раздела сред, одна из которых имеет отрицательное значение диэлектрической или магнитной проницаемостей, и затухают в перпендикулярном к направлению распространения по обе границы раздела. Такие волны играют существенную роль в приборах интегральной оптики и других устройствах радиофизики, использующих аномальное пропускание электромагнитных волн отверстиями субволновых размеров. Многочисленные исследования в этом направлении, как правило, относятся к наиболее простым моделям структур и скалярным материальным параметрам в терагерцовом диапазоне частот. Однако такие поверхностные волны или колебания можно наблюдать и в микроволновом диапазоне с в классических волноводных устройствах, например, в волноводе с проходным открытым резонатором, частично заполненным

гиротропной средой. Хорошо известно [3], что ферритовая среда обладает частотной дисперсией и при определенных параметрах на заданной частоте ее эффективная магнитная проницаемость может принимать отрицательные значения. Поэтому при создании в пустом прямоугольном волноводе запредельного режима, когда волна в нем не распространяется, а затухает от грани ферритового образца в проходном резонаторе, может реализоваться случай для отрицательных значений эффективной магнитной проницаемости ферритового образца существования на границе этих областей поверхностных магнотонных колебаний (волн). Наличие границ раздела для проходного резонатора с ферритовым образцом в ортогональных плоскостях и тензорный характер зависимости магнитной проницаемости феррита приводит к существенному различию этих явлений по сравнению с обычной границей раздела двух областей в свободном пространстве. Для выяснения основных особенностей существования таких поверхностных режимов в данной работе рассмотрена модель открытого проходного резонатора прямоугольного типа частично заполненного ферритовой средой и теоретически в строгой электродинамической постановке исследованы собственные поверхностные магнотонные колебания для различных соотношений между собственной частотой таких колебаний, геометрическими параметрами резонатора, волновода и материальными параметрами ферритовой среды.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Исследуемая структура представлена на рис. 1. Открытый проходной резонатор с размерами $|x| \leq b/2$ и $0 \leq y \leq a+h$ частично заполнен гиротропной анизотропной средой в области $|x| \leq b/2$, $0 \leq y \leq a$.

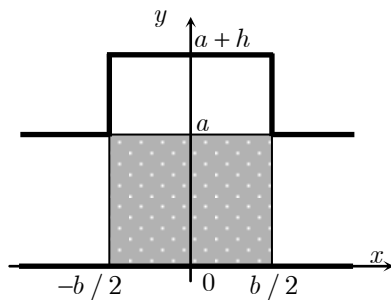


Рис. 1. Модель открытого проходного резонатора

Для гиромангнитной среды (феррит) магнитная проницаемость является тензором $\vec{\mu}$, а диэлектрическая проницаемость ε - скалярная величина. Для этого случая тензор магнитной проницаемости феррита $\vec{\mu}$ имеет стандартный вид:

$$\leftrightarrow \mu = \begin{vmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

Здесь элементы тензора μ и μ_a имеют вид:

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \mu_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \omega_M = 4\pi\gamma M_s,$$

$\omega_H = \gamma H_0$ - частота ларморовской прецессии (γ и M_s - заданные константы для феррита, H_0 - величина подмагничивающего поля). Для гирозлектрической плазменной среды вид величин ε и ε_a подобный. Как следует из вида приведенных выше величин, вблизи ферромагнитного резонанса при условии $\omega > \omega_H$ величина $\mu_a < 0$, а при условии $\omega_H < \omega < \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ величина $\mu < 0$. Однако, как оказалось из решения электродинамической задачи даже при положительных значениях этих величин в структуре возможно существование поверхностных колебаний.

Перейдем к рассмотрению электродинамической задачи о собственных модах в исследуемой модели резонатора для E_z -поляризации поля (H_x -колебания) с ферритовой средой, поскольку для другого типа поляризации поверхностные колебания в такой структуре отсутствуют. Для этой цели необходимо найти решение однородного уравнения Гельмгольца для E_z -компоненты поля с соответствующими граничными условиями на поверхностях резонатора и ферритовой среды. Такие решения определяют собственные значения оператора Лапласа и отвечающие им собственные функции. Наличие резонатора с кусочнооднородной средой в одном из направлений допускает применение для нахождения решения уравнения метода частных областей с выделением области связи двух ортогональных волноводов, заполненных гиромангнитной средой (ферритом). Удобно выделить четыре частных области, одна из которых (область связи волноводов) заполнена ферритом. Решение в каждой из областей будем представлять в виде рядов Фурье по собственным функциям поперечного оператора Лапласа.

Тогда в соответствии с выбранным методом решения единственную отличную от нуля E_z -составляющую электрического поля, являющейся решением уравнения Гельмгольца, в областях I – IV представим в виде [4, 5]

$$E_z^I = \sum_m R_m^A \psi_{ma}(y) e^{-i\gamma_{ma}(x+b/2)} ; \quad (1)$$

$$E_z^{II} = \sum_n T_n^B \psi_{nb}(x) e^{i\gamma_{nb}(y-a)} ; \quad (2)$$

$$E_z^{III} = \sum_m T_m^A \psi_{ma}(y) e^{i\gamma_{ma}(y-b/2)} , \quad (3)$$

$$E_z^{IV} = \sum_m \psi_{ma}(y) \left[B_m^+ e^{i\Gamma_{ma}x} + B_m^- e^{-i\Gamma_{ma}x} \right] + \sum_n A_n \psi_{nb}(x) \frac{\sin(\Gamma_{nb}y)}{\sin(\Gamma_{nb}a)} , \quad (4)$$

где R_m^A, T_m^A, T_n^B , - неизвестные коэффициенты в областях I - III; A_n, B_n^\pm - амплитудные коэффициенты в области IV ;

$$\psi_{ma}(y) = \sin\left[\frac{m\pi}{a}y\right] ; \quad \psi_{nb}(x) = \sin\left[\frac{n\pi}{b}\left(x+\frac{b}{2}\right)\right] \quad (5)$$

- собственные функции поперечного оператора Лапласа в соответствующих волноводах; $\gamma_{ma} = \sqrt{k^2 - (m\pi/a)^2}$; $\gamma_{nb} = \sqrt{k^2 - (n\pi/b)^2}$; - постоянные распространения в волноводах; $\Gamma_{nb} = \sqrt{k^2 \varepsilon \mu_\perp - (n\pi/b)^2}$, $\Gamma_{ma} = \sqrt{k^2 \varepsilon \mu_\perp - (m\pi/a)^2}$ - постоянные распространения в ферритовой среде, соответственно; a и b - ширина главного и бокового волноводов; $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число в свободном пространстве; λ - длина волны, $\mu_\perp = \mu \left(1 - \frac{\mu_a^2}{\mu^2}\right)$ - эффективная магнитная проницаемость феррита; δ_i^p - символ Кронекера. Суммирование ведется по всем целым положительным индексам.

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

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

Применение граничных условий на границах областей и метода Фурье к системе функциональных уравнений получим три связанные системы линейных алгебраических уравнений относительно последовательностей трех неизвестных амплитуд волн R_m^A, T_m^A, A_n , а именно:

$$\begin{cases} [R_p^A - T_p^A] W_{pa}^- + 2i \frac{\mu_a}{\mu} \sum_m [R_m^A + T_m^A] \alpha_{pm} + 2 \sum_n [1 + (-1)^n] K_{pn} A_n = 0; \\ [R_p^A + T_p^A] V_{pa}^+ - 2i \frac{\mu_a}{\mu} \sum_m [R_m^A - T_m^A] \alpha_{pm} - 2 \sum_n [1 - (-1)^n] K_{pn} A_n = 0; \\ 2 \sum_m [R_m^A - (-1)^i T_m^A] L_{im} + A_i W_{ib} + 2i \frac{\mu_a}{\mu} \sum_n \alpha_{in} A_n = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$L_{im}^i = L_{im} \frac{1 - (-1)^i \exp(i\Gamma_{ma}b)}{ia\Gamma_{ma}W_{ib}} ; \quad W_{ib} = b[\Gamma_{ib} \operatorname{ctg}(\Gamma_{ib}a) - i\mu\gamma_{ib}] ;$$

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

$$Q_{mn}^+ = \frac{K_{mn}}{W_{ma}^+} [1 + (-1)^n] ; \quad Q_{mn}^- = \frac{K_{mn}}{V_{ma}^-} [1 - (-1)^n] ; \quad Z_{im}^\pm = \frac{2L_{im}}{W_{ib}} [1 \pm (-1)^i] ,$$

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

Равенство нулю определителя выписанной системы линейных алгебраических уравнений (6) приводит к дисперсионному уравнению для нахождения собственных частот и соответствующих им собственных мод исследуемой структуры. Рассмотрим некоторые возможные ее решения.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Наличие магнотонных поверхностных собственных мод в данной модели резонатора зависит от значений продольных волновых чисел в соответствующих областях структуры. Если в каждой из областей волноводное продольное число основной волны чисто мнимое, то амплитуда поля в этом направлении всех волн и суммарного поля в целом будет затухать в поперечном направлении к границе ферритового резонатора. В качестве примера на рис. 2 представлены результаты численного решения дисперсионного уравнения (рис. 2а). Анализ дисперсионных характеристик (зависимость параметра α - безразмерного частотного параметра от величины μ_a - точечные кривые) показывает существование множества различных собственных режимов резонатора с ферритовой средой, включая магнотонные поверхностные (МПП) моды, которые существуют в области значений μ_a и α_{res} , удовлетворяющих одновременно условиям: $\gamma_{na}^2 < 0$, $\tilde{A}_{na}^2 < 0$, $\tilde{A}_{nb}^2 < 0$, $\gamma_{nb}^2 < 0$. Для одного из таких режимов (точка в виде кружка на дисперсионной характеристике) представлено распределение электрического поля в резонаторе. Как и следовало ожидать, поле МПП мод максимально на поверхностях раздела сред в резонаторе и экспоненциально убывает от нее (более светлым областям на рис. 2б соответствуют большие значения амплитуды поля). Наличие металлических поверхностей позволяет реализовать такие режимы и в случае положительных значений параметра μ_a ($\mu_a \leq 0.7$) в отличие от таких режимов для открытой границы раздела двух областей, в которых магнотонные поверхностные волны реализуются только для отрицательных значений эффективной

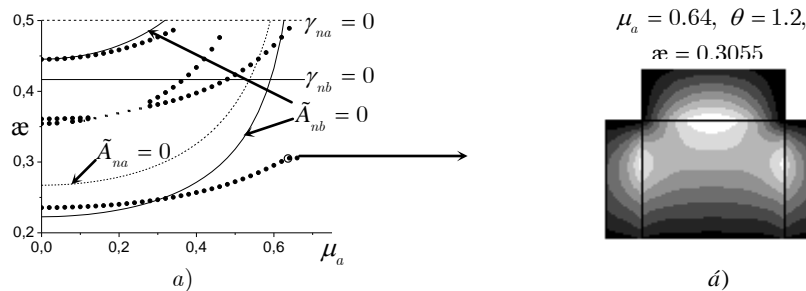


Рис. 2. Дисперсионные характеристики (а) и распределение электрического поля (б)

магнитной проницаемости.

Из дисперсионных характеристик следует, что, изменяя величину μ_a за счет подмагничивающего постоянного поля H_0 , можно перестраивать резонансную частоту МПП мод в широком интервале частот (нижняя кривая на рис.2а). Кроме того, существуют и комбинированные режимы, в которых присутствуют МПП моды и объемные моды в резонаторе без среды. Как показывает анализ новых собственных режимов, кроме чисто поверхностных колебаний на всех открытых границах ферритового резонатора, возможны также режимы, у которых поверхностные колебания наблюдаются либо на одной границе с полым резонатором, либо на двух других границах с волноводом. На рис. 2а нижняя точечная

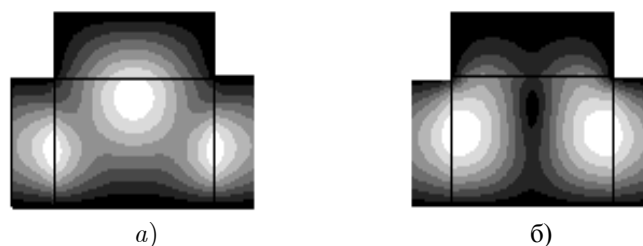


Рис.3. Распределения полей для запертых колебаний в проходном резонаторе

кривая до пересечения с кривой $\tilde{A}_{nb} = 0$ характеризует магнотон поляритонные поверхностные колебания, которые существуют на границах ферритового резонатора с волноводом ($x = \pm b/2$). На границе с пустотелым резонатором таких колебаний нет. Возможны такие соотношения размеров волноводов, при которых дисперсионная характеристика проходит ниже двух кривых, определяемых уравнениями $\tilde{A}_{na} = 0$, $\tilde{A}_{nb} = 0$. В этом случае магнотон поляритонные колебания наблюдаются на всем интервале изменения параметра μ_a . Для всех этих значений эффективная магнитная проницаемость среды $\mu_{\perp} > 0$. При других соотношениях параметров задачи реализуются собственные режимы отличные от магнотон поляритонных колебаний.

Для значений α_{res} , удовлетворяющих $\gamma_{na}^2 < 0$, $\tilde{A}_{na}^2 > 0$, $\gamma_{nb}^2 < 0$, $\tilde{A}_{nb}^2 > 0$, колебания существуют только в ферритовом резонаторе на запертых модах. В этом случае поля в области волноводов и незаполненной средой части резонатора затухают, так как $\gamma_{na}^2 < 0$, $\gamma_{nb}^2 < 0$, а в ферритовом резонаторе реализуется режим объемных колебаний. Уще один тип возможных режимов представлен на рис. 3 для случая, когда в основном волноводе волны не распространяются $\gamma_{na}^2 < 0$, а в волноводе, который является частью резонатора распространяются $\gamma_{nb}^2 > 0$. Два рисунка показывают возбуждения колебаний с одной и двумя вариациями поля по одной из координат и получены для двух дисперсионных кривых для значения $\alpha_{res} = 0.41$. Рис. 3а получен для значений $\mu_a = 0.4$, а рис. 3б для значения $\mu_a = 0.53$. $\gamma_{nb}^2 \neq 0$.

Два рисунка существование колебаний с одной и двумя вариациями поля по одной из координат на разных ветвях дисперсионных кривых.

И, наконец, на рис. 4 показан случай взаимодействия колебаний при их вырождении на одной из собственных частот. В этом случае дисперсионные характеристики подходят близко друг к другу (см. рис. 2а). После их сближения одна характеристика переходит в другую и, наоборот. Таким образом, на

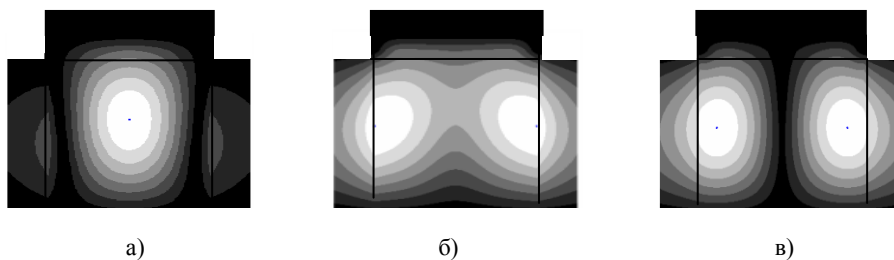


Рис.4. Распределение полей в случае вырождения колебаний по нижней дисперсионной кривой на рис. 2а.

одной дисперсионной характеристике реализуется два типа колебаний на разных ее участках.

Анализ распределений полей показывает, что до условного пересечения двух дисперсионных кривых (они достаточно близки друг к другу, но не пересекаются) распределения полей на каждой из кривой не изменяются. На верхней кривой - одна вариация поля, на нижней - две. После условного пересечения колебания меняются местами. На верхней кривой вариаций поля две, на нижней - одна. В области параметров, где кривые подходят близко друг к другу распределение поля смешанное. В результате численного решения системы уравнений были получены дисперсионные кривые (зависимость частотного параметра α от величины магнитного поля параметр μ_a) для различных соотношений между геометрическими параметрами резонатора и материальными параметрами среды. На рис.5 представлены дисперсионные характеристики для рассматриваемой структуры при разных размерах волновода и резонатора. Дисперсионные характеристики на рис. 5а представлены для случая одинаковых размеров волновода и резонатора ($\theta = 1$), а на рис. 5б для разных размеров волновода и резонатора ($\theta = 1.3$). Сплошными линиями помечены поперечные значения частотного параметра α для основного колебания в пустых волноводах, для которых $\gamma_{na}^2 = 0$ и $\gamma_{nb}^2 = 0$, а в гиромангнитном резонаторе $\tilde{A}_{na}^2 = 0$, $\tilde{A}_{nb}^2 = 0$. Анализ дисперсионных характеристик показывает, что число колебаний растет с увеличением как размеров волноводов, так и параметров среды. Вид режима колебаний обусловлен соотношением между величинами γ_{na} , γ_{nb} , \tilde{A}_{na} , \tilde{A}_{nb} на дисперсионной характеристике. Так в случае одинаковых размеров волновода и резонатора реализуется режим магнотон поляритонных поверхностных колебаний для всех

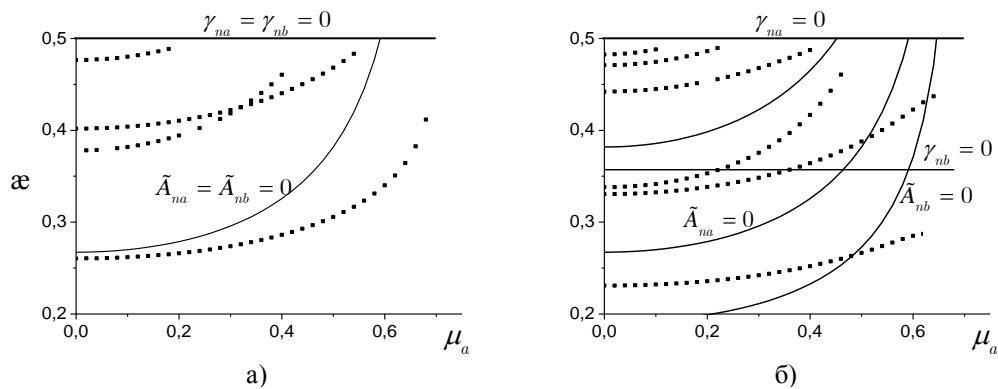


Рис.5. Зависимость собственных значений частотного параметра ε от величины μ_a при одинаковой а) и разной б) ширине волноводов

значений изменения параметра μ_a как на одной границе резонатора, так и на другой ($\tilde{A}_{na} < 0$, $\tilde{A}_{nb} < 0$), причем все эти значения положительны.

Представленные результаты могут быть перенесены без существенных изменений и на задачи возбуждения волноводной волной МПП волн на одной из границ резонатора и ферритовой среды..

ВЫВОДЫ

Таким образом, в работе в строгой электродинамической постановке решена задача на собственные колебания открытого поперечного резонатора с гиротропной ферритовой средой и установлено существование магнотонных поверхностных мод с высокой концентрацией поля на границах раздела сред при положительных значениях эффективной магнитной проницаемости гиротропной ферритовой среды μ_{\perp} в микроволновом диапазоне волн с перестройкой частоты магнитным полем. Обнаруженные новые режимы могут найти применение в устройствах микроволнового и терагерцового диапазонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maier S.A. Plasmonics. Fundamentals and Applications. New York, London: Springer, 2007. 203 p.
2. Engeta N., Ziolkowski R. W. Metamaterials: Physics and engineering explorations. New York: John Wiley and Sons Inc., 2006. 414 p.
3. А. Г. Гуревич. Ферриты на сверхвысоких частотах. - М.: ГИФМЛ, 1960. -409 с.
4. Мизерник В.Н., Шматько А.А. Собственные колебания волноводных разветвлений с ферритовым слоем и резонатором // Вісник СумДУ. Серія. Фізика, математика, механіка. 2006. № 6 (90)'. С.104–114.
5. Мизерник В.Н., Шматько А.А. Волноводное разветвление с согласующим резонатором // 19-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2009): материалы конф. в 2 т. (Севастополь, 14–18 сент. 2009 г.). Севастополь: Вебер, 2009. Т. 2. С. 484 – 485.