

Л. П. Моспан, А. А. Кириленко, Д. Ю. Кулик, С. А. Приколотин
Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: lyudmila_mospan@gmail.com

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СЕКЦИИ С ПАРой РАВНОВЫСОКИХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ШТЫРЕЙ

Выявление физических явлений, порождающих различные резонансные эффекты, является залогом успешного проектирования частотно-селективных устройств на их основе. В работе исследована природа резонанса полного отражения, формируемого волноводной секцией с парой прямоугольных штырей, симметрично расположенных вдоль широкой стенки прямоугольного волновода. Исследование проведено в рамках спектральной теории открытых волноводных резонаторов. Волноводная секция рассмотрена как одноканальный многомодовый резонатор. Предложена интерпретация резонанса полного отражения как результата возбуждения в резонаторе собственных колебаний комплексной частоты. Изучена динамика поведения частот собственных колебаний на комплексной плоскости при изменении двух наиболее важных геометрических параметров – расстояния между штырями и их высоты. Сопоставлены дифракционные и спектральные характеристики. Проанализирован вклад собственных колебаний в формирование частотной характеристики. Показано, что положение резонанса и его добротность могут быть оценены с высокой точностью по значению комплексной частоты одного собственного колебания. Это колебание ассоциируется с первой высшей модой резонансной секции, имеющей ту же симметрию, что и основная волна подводящего тракта. С практической точки зрения полученные результаты делают возможным моделирование полосовых фильтров со сложными частотными характеристиками. Ил. 9. Библиогр.: 13 назв.

Ключевые слова: резонанс отражения, прямоугольный волновод, собственное колебание.

Штырь в волноводном тракте является простой неоднородностью, которая в течение десятилетий используется в СВЧ-технике обычно в качестве настроечного элемента. Несколько лет назад он получил свое «второе рождение». В работе [1] было показано, что несимметричный прямоугольный штырь в волноводе представляет собой простейшую резонансную секцию, обеспечивающую резонанс полного отражения определенной добротности на заданной частоте. Это свойство было использовано при создании как полосно-запирающих, так и полосно-пропускающих фильтров с увеличенной крутизной фронтов [1, 2]. Аналогичными свойствами обладает и волноводная секция с парой одинаковых прямоугольных штырей, установленных в поперечном сечении секции на одинаковом расстоянии от боковых стенок. Как было показано [3, 4], такая секция тоже формирует частотную характеристику с одним резонансом отражения. Частота этого резонанса и его добротность определяются главным образом высотой штырей и расстоянием между ними. Резонансные секции с двумя штырями были использованы в качестве секций полосовых фильтров, обеспечивающих формирование на частотной характеристике дополнительного полюса запирания [5]. Пара одинаковых встречных штырей была рассмотрена в работе [6] с той же целью.

Однако следует отметить, что природа возникновения самого резонанса полного отражения остается невыясненной даже для простейших одноштыревых секций. Исключением можно считать работу [6], где была дана интерпретация вносимого полюса запирания в терминах резо-

нансной и нерезонансной мод с целью последующего описания резонансной секции как синглета [7] т. е. секции, обеспечивающей не только основную, но и дополнительную связь подводящих трактов.

В данной работе предложена другая интерпретация эффекта запирающего тракта. Мы используем спектральную теорию открытых волноводных резонаторов [8], с точки зрения которой волноводная секция рассматривается как открытый волноводный резонатор, нагруженный на полубесконечные волноводы. В рамках этой теории к формированию отражательной частотной характеристики приводит возбуждение в резонаторе колебаний, близких к собственным. Исследуемая в работе секция является многомодовым резонатором, многомодовость которого обеспечивается электрическим расширением волновода за счет введения в поперечное сечение пары штырей. Как было установлено [9], резонансы полного отражения в многомодовых секциях возникают, когда число волн, распространяющихся в них, больше числа волн, распространяющихся в подводящих трактах. При этом, как оказывается, несущественно, локализованы ли эти волны в одном объеме (структуры с одноканальным взаимодействием подводящих трактов) или взаимодействие осуществляется по нескольким каналам связи (структуры с многоканальным взаимодействием). Природа и характер поведения резонансов полного отражения не зависят от того, каким способом организован многомодовый волновод связи: скачкообразным расширением волновода, металлодиэлектрической вставкой или усложнением профиля поперечного сечения волновода, как в

исследуемой в работе секции. Интерпретация резонансов полного отражения здесь опирается на понятие запертых волн – волн, распространяющихся в резонаторе и не распространяющихся в подводящих трактах. В работе нами будет показано, что резонансная секция с парой одинаковых штырей представляет собой одноканальный многомодовый волновод связи, характер частотной характеристики которого является отражением именно совокупности собственных режимов, порождаемых внутри области связи. Отметим, что здесь есть вполне определенная аналогия между каналами связи, образованными волнами, которые распространяются внутри одноканального многомодового открытого волноводного резонатора, и волнами, обеспечивающими дополнительную связь между источником и нагрузкой, как это предложено в работах [6, 7]. Однако только в рамках спектральной теории можно выявить и исследовать все виды связи колебаний, включая и взаимодействия колебаний между собой во внутренней области резонатора. Это особенно важно для многомодовых резонаторов, где эффект полного отражения является результатом «пакетного» преобразования волн.

Интерпретация связи между спектральными и частотными характеристиками резонансных узлов, а значит, и природы возникновения самих резонансов, уже была успешно дана для двухапертурных режекторных ячеек, а именно двухщелевой резонансной диафрагмы в прямоугольном волноводе [10], тонкого проводника с изломом в прямоугольном волноводе [11]. И перечисленные узлы, и резонансная секция, исследуемая в статье, представляют собой многомодовые резонаторы с различающимся числом физических каналов, по которым осуществляется электродинамическое взаимодействие волн подводящих трактов.

Рассмотрим сначала основные закономерности характеристик рассеяния H_{10} -волны прямоугольного волновода резонансной секцией с парой одинаковых штырей. Здесь речь пойдет об управлении резонансом полного отражения, формируемого волноводной секцией, путем изменения ее геометрических параметров.

В качестве типичного примера выбрана секция прямоугольного волновода $a \times b = 23 \times 10 \text{ мм}^2$ длиной $L = 1 \text{ мм}$ с парой прямоугольных штырей высотой $b - h = 6,4 \text{ мм}$ и шириной $tx = 0,5 \text{ мм}$. Здесь h – величина зазоров над штырями. Штыри равноудалены от боковых стенок волновода на расстояние dx . Схематическое изображение исследуемой секции и ее частотная характеристика представлена на вставках к рис. 1.

Как видно, такая секция формирует частотную характеристику с резонансом полного отражения. Зависимости частоты этого резонанса и его добротности от величины смещения dx представлены там же на рисунке. Заметим, чем ближе к стенкам расположены стержни, тем выше добротность резонанса. При одновременном удалении стержней от стенок волновода добротность падает. Когда расстояние до боковых стенок становится примерно равным $dx = a/4$, величина добротности близка к трем и дальше имеет смысл говорить только об условной добротности резонанса. Еще одним геометрическим размером, определяющим добротность, является ширина стержней: чем уже стержень, тем добротнее резонанс полного отражения. Частота резонанса отражения растет при удалении стержней от стенок волновода, однако эта зависимость не является монотонной. Пока зазоры узкие ($dx \leq a/10$), смещение стержней приводит к смещению резонанса в область низких частот. Начиная с некоторого $dx > a/10$, резонансная частота снова монотонно растет, достигая верхнего предела одномодового диапазона волновода (13 ГГц при $dx \geq a/3$). Когда стержни близко расположены, их сближение приводит к некоторому низкочастотному сдвигу частоты резонанса. Отметим, что еще одним параметром, сильно изменяющим резонансную частоту, является высота стержней: чем выше стержень, тем ниже частота резонанса [4].

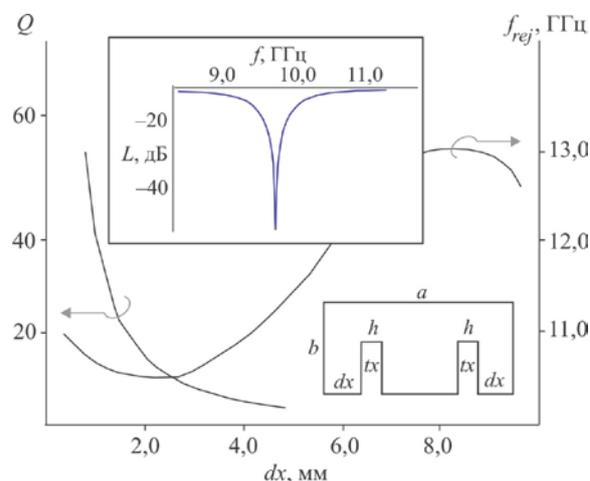


Рис. 1. Зависимости резонанса полного отражения, формируемого двухштыревой секцией, от положения штырей относительно боковых стенок волновода dx

Теперь рассмотрим спектральную задачу. Постановка спектральной задача основана на аналитическом продолжении решений краевой задачи дифракции в область комплексных частот $\hat{f} = \hat{f}' + i\hat{f}''$ ($\hat{f}'' \leq 0$, временная зависимость задается в виде $\exp(-i\omega t)$, где $\omega = 2\pi f$ – круговая

частота). Те комплексные значения спектрального параметра \hat{f} , при которых существуют нетривиальные решения соответствующей однородной краевой задачи, составляют ее спектральное множество.

Областью определения спектрального параметра здесь является бесконечнолистная риманова поверхность с точками ветвления второго порядка, которые являются критическими частотами $f_{cut}(n)$ ($n = 1, 2, \dots, N$) собственных волн (мод) подводящих волноводов, и разрезами $d_n = (\hat{f}')^2 + (\hat{f}'')^2 - (f_{cut}^2(n))^2$, которые проведены из этих точек в нижнюю полуплоскость.

Спектральное множество исследуемой структуры ограничим решениями спектральной задачи, локализованными на первом листе римановой поверхности. В этом случае спектральное множество включает в себя два колебания с нулевой мнимой частью частоты (расположенные на реальной оси комплексной плоскости (\hat{f}', \hat{f}'')) и собственное колебание с отличной от нуля мнимой частью комплексной частоты. Характерный пример такого спектрального множества нанесен на рис. 2 увеличенными маркерами.

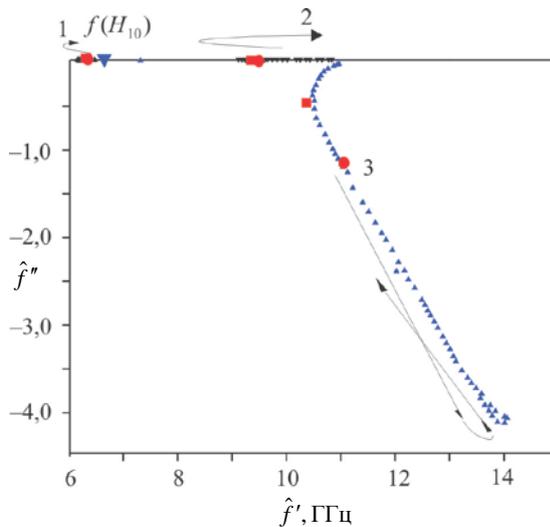


Рис. 2. Поведение собственных колебаний резонансной секции в комплексной области частот при изменении расстояния dx от штырей до боковых стенок

На рис. 2 представлены параметрические зависимости частот этих собственных колебаний, описывающие динамику их смещения в комплексной плоскости при изменении местоположения штырей в поперечном сечении волновода dx . Характерные размеры резонансной секции те же, что и у секции на рис. 1. Параметром, изменяемым вдоль кривых, является расстояние до боковой стенки dx . Стрелками на рисунке показаны направления смещения частот собственных коле-

баний при изменении dx . Прежде всего отметим окрестность частоты $f \sim 10,9$ ГГц. Этой частотной точке отвечает секция с максимально раздвинутыми к боковым стенкам штырями. В окрестности этой частоты возбуждается третья волна резонансной секции $H(3, m)$. Здесь введены следующие правила идентификации волн волноводной секции сложного сечения. Буквами $H(E)$ обозначен тип волны, цифрой обозначен ее порядковый номер. Симметрия рассматриваемой секции позволяет ввести дополнительный идентификатор волны. Символ $m(e)$ указывает на наличие магнитной (или электрической) стенки вдоль вертикальной оси симметрии волновода. В соответствии с введенной идентификацией, например, волна H_{10} прямоугольного волновода должна быть записана как $H(1, m)$.

Частоту $f \sim 10,9$ ГГц можно также интерпретировать как частоту бесконечно добротного резонанса отражения. Именно на этой частоте при увеличении расстояния между штырями и боковой стенкой волновода появляется высокодобротный резонанс отражения.

Рассмотрим поведение на комплексной плоскости частоты каждого колебания отдельно. Изменяемым параметром является величина зазора между штырями и боковыми стенками волновода. Соответствующие зависимости образуют на комплексной плоскости три параметрические кривые, называемые далее ветками колебаний. Кроме того, исследуем эволюцию полей в резонаторе в отдельных частотных точках для каждого колебания.

Первая ветка (на рис. 2 – 1) – это ветка собственного колебания, частота которого расположена на реальной оси слева от частоты $f = 6,5$ ГГц отсечки основной волны подводящего тракта. При увеличении расстояния до боковых стенок колебание смещается по реальной оси частот сначала влево, а когда $dx \geq a/3$, начинает движение в обратную сторону. Параметрические зависимости \hat{f}'_1, \hat{f}''_1 , а также распределения электрического поля в плоскости поперечного сечения резонансной секции на частоте собственного колебания для отдельных значений dx (выделены увеличенными треугольными маркерами) приведены на рис. 3 в координатах (f, dx) . Рассмотрим эволюцию этого поля более подробно. Практически во всех случаях картина распределения поля носит ярко выраженный симметричный – относительно вертикальной оси – характер с одной вариацией поля вдоль горизонтальной оси. В зазорах над штырями наблюдаются локальные максимумы напряженности поля. Исключение составляет случай локализации поля между штырями, когда расстояние между ними мало.

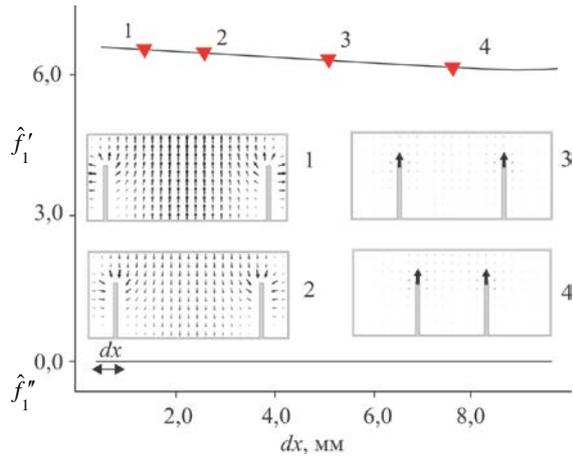


Рис. 3. Зависимости реальной и мнимой части частоты первого собственного колебания секции при изменении расстояния dx и распределения поперечной электрической компоненты поля в резонаторе на комплексной частоте колебания

Обратимся к рис. 4, на котором в координатах (f, dx) приведены параметрические зависимости реальных частей комплексных частот собственных колебаний $\hat{f}'_1, \hat{f}'_2, \hat{f}'_3$ (черные

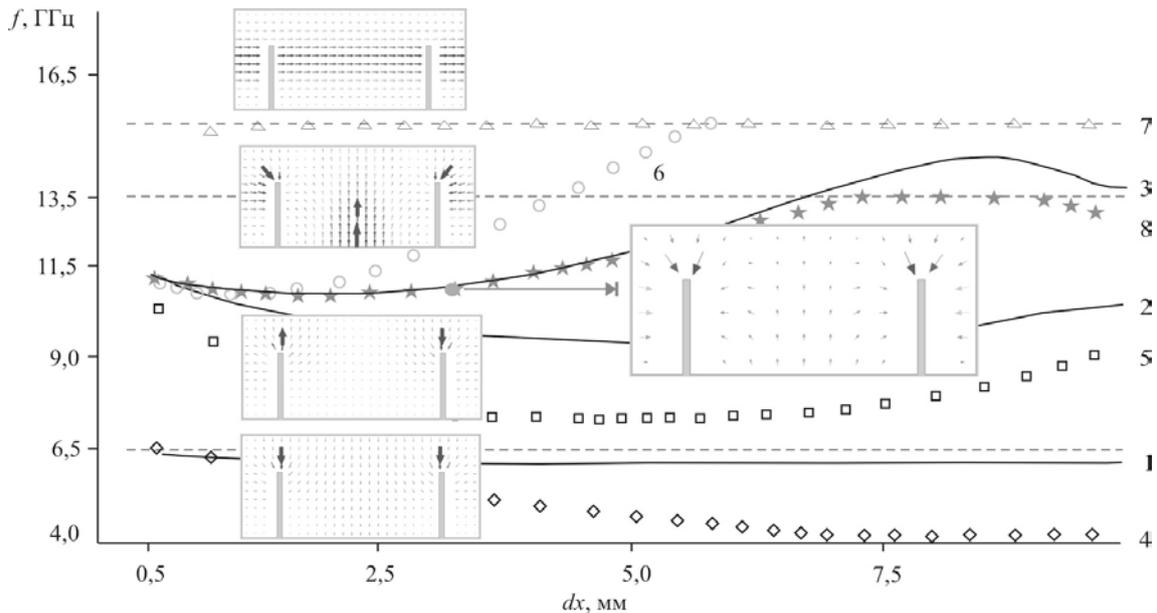


Рис. 4. Сопоставление решения задачи дифракции волны H_{10} на резонансной секции и спектральной задачи: положения резонанса отражения f_{rej} (кривая 8 со звездочками) и реальных частей комплексных частот собственных колебаний $\hat{f}'_1, \hat{f}'_2, \hat{f}'_3$ (черные сплошные кривые 1–3)

Вторая ветка (на рис. 2 – 2) – это ветка собственного колебания, частота которого расположена на реальной оси между частотами отсечки первой $H(1,m)$ -моды секции и первой высшей $H(3,m)$ -моды, имеющей ту же симметрию. При увеличении расстояния до боковых стенок это колебание смещается по реальной оси от час-

сплошные кривые 1–3), резонансной частоты f_{rej} (кривая 8, образованная звездочками), частот первых нескольких мод резонансной секции (незаполненные маркеры разной формы с номерами 4–7) и первых трех мод подводщего волновода (серые пунктирные кривые). Там же приведены распределения полей собственных волн секции и распределение поля на частоте резонанса полного отражения $f_{rej} = 10,72$ мм. Сопоставляя распределение поля на частоте собственного колебания и поля собственных волн секции и принимая во внимание сходный характер параметрических зависимостей, можно ассоциировать данное симметричное собственное колебание с первой модой $H(1,m)$ резонансной секции (кривая 4 на рис. 4). Симметрия распределения поля этого собственного колебания та же, что и у основной волны подводщего тракта, однако колебание заперто в резонансном объеме секции в том смысле, что оно не имеет дифракционных потерь и электродинамической связи по полю с подводщим трактом.

$dx = a/4 - dt/2$ от боковых стенок. На рис. 5 также приведены распределения поперечной компоненты электрического поля на частоте собственного колебания для отдельных значений dx (выделены увеличенными маркерами). Рассмотрим эволюцию этого поля. Когда расстояние между штырями и стенками мало ($dx = 0,55$ мм), поле концентрируется над штырями. При увеличении зазора поле начинает проникать в него ($dx = 1,55$ мм). В дальнейшем поле распределяется по контуру вдоль штырей, однако максимумы напряженности поля по-прежнему локализованы в зазорах над штырями ($dx = 4,0$ мм). Когда расстояние до боковых стенок становится примерно равным трети ширины волновода, поле концентрируется между штырями ($dx = 7,58$ мм).

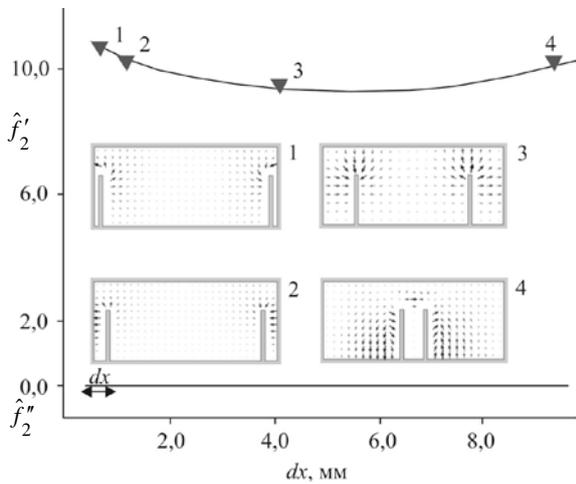


Рис. 5. Динамика поведения частоты второго собственного колебания резонансной секции при изменении расстояния dx и картины распределения поля в резонаторе на комплексной частоте второго собственного колебания

Обратимся к рис. 4. Сопоставляя распределение поля в секции на частоте собственного колебания и поля собственных мод секции, а также сходный характер параметрических зависимостей, можно ассоциировать данное антисимметричное собственное колебание со второй – антисимметричной – модой $H(2, e)$ резонансной секции (кривая 5 на рис. 4). Принимая во внимание антисимметричность распределения поля этого собственного колебания и тот факт, что во всех случаях мнимая часть его частоты равна нулю, можно говорить, что это колебание не имеет дифракционных потерь и электродинамической связи по полю с падающей волной H_{10} . Колебание не является энергонесущим, а подводящие тракты для него – за пределами, но оно «заперто» симметрией волноводной секции. По сути, колебание «спит» в резонансном объеме, так как в симметричной структуре антисимметричная волна не возбуждается.

И наконец, наибольший интерес представляет собой третья ветка – это ветка собственного колебания, уходящего от точки сгущения $f = 10,7$ ГГц с быстро растущей мнимой частью. При малых зазорах dx мнимая часть комплексной частоты этого колебания мала (близка к нулю). По мере увеличения зазора колебание сдвигается в низкочастотную область. Начиная с некоторого значения dx (в данном случае $dx \sim 2,2$ мм) колебание начинает обратное движение в высокочастотную область. Реальная часть частоты сначала достигает своего начального значения и продолжает монотонно расти. Как видно из рис. 2, существует частотная точка, от которой колебание по петлеобразной траектории начинает обратное движение. Этой предельной комплекснозначной частоте соответствует геометрия волноводной секции с одним штырем удвоенной ширины, расположенном посередине поперечного сечения.

Введем в рассмотрение добротность собственного колебания (или собственную добротность), под которой будем понимать отношение $Q = -\hat{f}' / (2\hat{f}'')$. Собственная добротность третьего колебания быстро и монотонно падает (соответственно, мнимая часть частоты растет), достигая предельного значения в той части ветки, где колебание начинает петлеобразное движение.

Рассмотрим эволюцию электрического поля этого колебания. Для этого обратимся к рис. 6, на котором в координатах (f, dx) приведены параметрические зависимости \hat{f}'_3, \hat{f}''_3 и картинки распределения электрического поля на комплексной частоте для отдельных значений dx (выделены увеличенными треугольными маркерами).

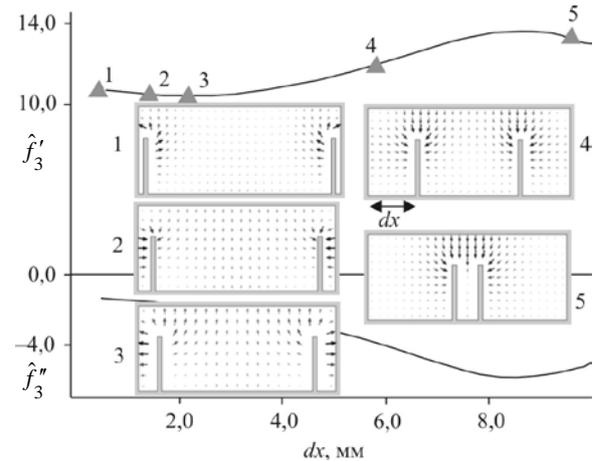


Рис. 6. Динамика поведения частоты третьего собственного колебания резонансной секции при изменении расстояния dx и картины распределения поля в резонаторе на частоте третьего собственного колебания

Когда dx мало ($dx = 0,45$ мм), поле в основном сосредоточено по сечению волновода,

имея вид однородного распределения поля волны H_{10} с одной вариацией по горизонтальной оси. Но при этом ясно наблюдается локальная концентрация полей над штырями. При увеличении зазора ($dx = 1,52$ мм) поле начинает проникать в область между стенками и штырями. При дальнейшем увеличении dx поле концентрируется над штырями ($dx = 2,2$ мм и $dx = 5,4$ мм). Даже когда расстояние между штырями становится мало ($dx = 9,74$ мм), поле «выдавливается» из области между штырями, но структуру не меняет. Практически во всех случаях картина распределения поля носит ярко выраженный симметричный с одной вариацией поля характер.

Возвращаясь к рис. 4, важно отметить, что одна из предельных точек ветви собственных частот расположена вблизи частоты отсечки $H(3,m)$ -моды секции. При увеличении параметра dx ветви собственного колебания и моды $H(3,m)$ расходятся. Распределения их полей также различны. Таким образом, в рамках исследования данных параметрических зависимостей ассоциировать третье собственное колебание с какой-либо модой резонансной секции не удастся.

В продолжение сопоставительного анализа дифракционных и спектральных характеристик двухштыревой резонансной секции на рис. 4 приведена зависимость смещения частоты резонанса полного отражения при изменении местоположения штырей (кривая 8, образованная звездочками). Обращает на себя внимание тот факт, что кривая резонансной частоты и кривая реальной части частоты третьего колебания совпадают с графической точностью в широком диапазоне изменения параметра $dx = 0,5 \dots 7,2$ мм. Начиная с $dx = a/3$ кривые несколько расходятся. Резонансная частота достигает значения 13 ГГц и начинает уменьшаться, не превышая этого значения. В это же время линия реальной части частоты собственного колебания переходит через этот предел. Реальная часть частоты тоже достигает своего максимума и начинает уменьшаться, выходя на прямой участок. В комплексной плоскости (см. рис. 2) это соответствует началу обратного движения по петлеобразной траектории. Что касается добротности резонанса полного отражения, то и она показывает высокую степень совпадения с добротностью третьего собственного колебания. Еще раз напомним, что когда расстояние до боковых стенок становится примерно равным $dx = a/4$, величина добротности резонанса падает до трех и дальше имеет смысл говорить об условной добротности резонанса отражения.

Из решения задачи дифракции следует, что при увеличении зазора над штырями и, соответственно, уменьшении их высоты, добротность резонанса полного отражения монотонно растет,

а сам резонанс смещается в высокочастотную область, имея предельной точкой окрестность частоты возбуждения волн $H(E)_{11}$ резонансной секции $f \sim 16,3$ ГГц.

Соответствующие спектральные характеристики приведены на рис. 7. Рассмотрим сначала поведение собственных колебаний в комплексной плоскости (\hat{f}' , \hat{f}''). На рис. 7 приведены параметрические зависимости частот собственных колебаний. Параметром, изменяемым вдоль кривых, является величина зазора h . Направления смещения частот собственных колебаний показаны на рисунке стрелками.

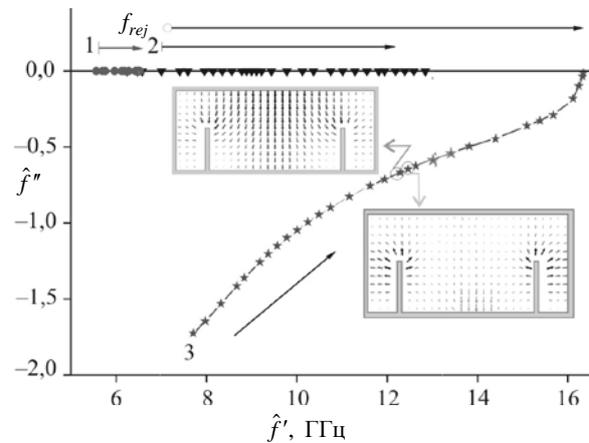


Рис. 7. Поведение собственных колебаний резонансной секции в комплексной области частот при изменении величины зазора h и распределения электрических полей третьего собственного колебания для двух значений $h = 4,7$ и $4,8$ мм

Как видно из рисунка, значение реальной части частоты первого колебания (симметричного, с одной вариацией поля) минимально при $h = 0,5$ мм. Само собственное колебание локализовано в «запредельной» для подводящего тракта области частот. При увеличении зазора h колебание смещается в высокочастотную область в сторону частоты отсечки основной волны подводящего тракта 6,5 ГГц и проходит эту точку, когда $h = 4,8$ мм. В этом состоит отличие от приведенных выше результатов, где реальная часть частоты первого собственного колебания всегда была меньше 6,5 ГГц. При дальнейшем увеличении h величина приращения частоты колебания крайне мала. Отметим, что частота первой собственной моды резонансной секции $H(1,m)$ при увеличении зазора h растет, стремясь к значению 6,5 ГГц, не превышая его.

На рис. 8 в координатах (f, h) приведены соответствующие кривые: параметрические зависимости реальных частей комплексных частот собственных колебаний $\hat{f}'_1, \hat{f}'_2, \hat{f}'_3$, резонансной частоты f_{rej} , частот первых нескольких мод

$H(1,m)$, $H(2,e)$, $H(3,m)$, $H(4,e)$, $H(5,m)$ резонансной секции и первых нескольких мод подводящего волновода.

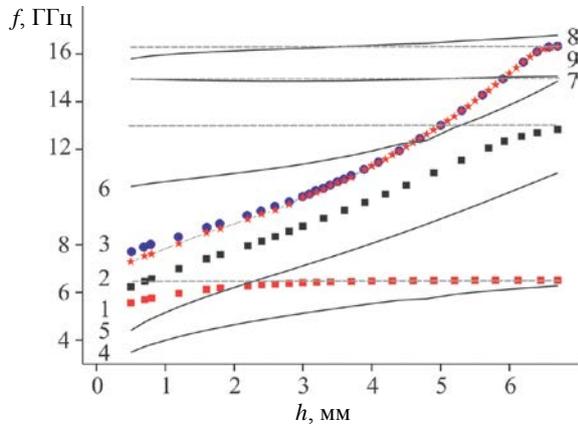


Рис. 8. Сопоставление решения задачи дифракции волны H_{10} на резонансной секции и спектральной задачи (частоты резонанса отражения f_{rej} и зависимостей реальных частей комплексных частот собственных колебаний $\hat{f}'_1, \hat{f}'_2, \hat{f}'_3$)

Значение реальной части частоты второго колебания (антисимметричного, с двумя вариациями поля) также минимально при $h = 0,5$ мм. Однако есть одно важное отличие: для малых зазоров ($h < 0,75$ мм) второе собственное колебание также локализовано в «запредельной» ($f < 6,5$ ГГц) для подводящего тракта области частот. При увеличении зазора ($h > 0,75$ мм) его частота растет и колебание переходит в одномодовую область частот. При дальнейшем увеличении h колебание смещается к высокочастотной границе одномодового диапазона – частоте 13,0 ГГц. Соответствующие графические зависимости приведены на рис. 8, из которого видно, что динамика поведения частот второго собственного колебания и второй собственной моды секции, с которой ассоциируют это колебание, одинакова.

Обратимся теперь к ветке третьего собственного колебания. При малых зазорах h реальная часть комплексной частоты и этого колебания имеет свое минимальное значение. По мере увеличения зазора h колебание сдвигается в область высоких частот, стремясь к точке возбуждения волн $H(E)_{11}$ -тракта. При малых зазорах h мнимая часть комплексной частоты по абсолютному значению максимальна. Соответственно, собственная добротность минимальна. По мере увеличения зазора h мнимая часть комплексной частоты по абсолютному значению уменьшается, а значит, растет собственная добротность. Собственная добротность достигает максимального значения в предельной частоте 16,3 ГГц, к которой стремится собственное колебание – частоте возбуждения мод $H(E)_{11}$ -тракта.

Наиболее важную информацию о третьем собственном колебании дает сопоставительный

анализ модовых и спектральных характеристик секции, а также анализ структуры поля собственного колебания. Из рис. 8 видно, что когда величина зазора h составляет 4,8 мм, параметрические кривые третьего собственного колебания секции и ее третьей собственной волны пересекаются. Отметим, что это именно то значение величины зазора, при котором первое собственное колебание выходит из «запредельной» области частот в одномодовый диапазон. В рассмотренных ранее примерах эти кривые не пересекались. На комплексной частоте, отвечающей значению $h = 4,8$ мм, картина распределения электрического поля в поперечном сечении секции резко изменяется. Для $h < 4,8$ мм картина распределения поля имеет ярко выраженный симметричный характер с одной вариацией поля вдоль широкой стенки тракта (левая вставка на рис. 7). Начиная с $h = 4,8$ мм, картина распределения поля приобретает вид, характерный для поля волны H_{30} с тремя вариациями поля вдоль широкой стенки тракта, и сохраняет его при дальнейшем увеличении зазора. Ориентация поля между штырями меняется на противоположную. Поля в пучностях над штырями остаются «сонаправленными» друг другу и теперь противоположны по полю между штырями (правая вставка на рис. 7). Таким образом, третье собственное колебание комплексной частоты можно ассоциировать с третьей модой $H(3,m)$ резонансной секции.

Дополнительно оценить индивидуальный вклад каждого собственного колебания отдельно и их коллективный вклад в процесс формирования резонансной характеристики позволяют аналитические выражения для частотных зависимостей элементов матрицы рассеяния волноводной неоднородности, полученные в работе [12]. Эти выражения в целом приближенно описываются отношением канонических произведений по набору учитываемых собственных колебаний волноводного резонатора с учетом симметрии в продольном направлении и позволяют восстановить частотную характеристику узла в пределах всего исследуемого частотного диапазона. Вместе с тем в работе [13] указывалось, что для качественного описания частотной характеристики в узкой окрестности заданной частоты можно воспользоваться однополюсным приближением. Применим такое однополюсное разложение для оценки вклада третьего собственного колебания.

Оказывается, что однополюсное разложение для коэффициента прохождения $(f^2 - |\hat{f}|^2)/(f^2 - |\hat{f}|^2 + 2if\hat{f}')$, где в качестве полюса \hat{f} рассматривается третье собственное колебание комплексной частоты, с высокой степенью точности описывает количественные характеристики резонанса – его добротность и час-

тоту. В качестве иллюстративного примера на рис. 9 приведена частотная характеристика потерь, вносимых резонансной секцией (черная сплошная кривая и кривая из серых коротких пунктиров – вносимые и обратные потери), и картина распределения электрического поля в секции на частоте резонанса отражения.

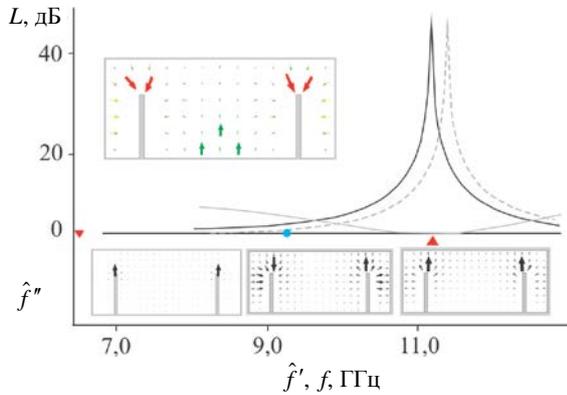


Рис. 9. Потери, вносимые волноводной секцией, спектр собственных частот и картины распределения поля на частоте резонанса отражения и комплексных частотах собственных колебаний

В нижней части рисунка маркерами приведен соответствующий спектр комплексных частот ($\hat{f}_1 = 6,383 - i0$; $\hat{f}_2 = 9,184 - i0,0$; $\hat{f}_3 = 11,2874 - i1,51039$) и распределения полей на этих частотах. Частотная характеристика, восстановленная по однополусной формуле, приведена пунктирной кривой серого цвета. Соответствующая комплексная частота отмечена треугольным маркером с вершиной, направленной вверх. Характерные размеры резонансной секции $a \times b = 23 \times 10 \text{ мм}^2$, $L = 1 \text{ мм}$, $tx_1 = tx_2 = 0,5 \text{ мм}$, $h_1 = h_2 = 3,6 \text{ мм}$, $dx = 4,6 \text{ мм}$. Таким образом, можно заключить, что именно третье собственное колебание вносит основной вклад в формирование резонансной характеристики. Понятно, это совсем не означает, что резонанс отражения является откликом на возбуждение только одного этого колебания. Резонанс обязан своим существованием одновременному возбуждению в секции пакета собственных колебаний. Без учета остальных колебаний (расположенных на реальной оси, в том числе и «запертых», не имеющих связи с подводящими трактами) не может быть реализован режим $N_1 \rightarrow (N_2 > N_1) \rightarrow N_1$. Здесь N_1 – это число волн, распространяющихся в подводящих трактах, а N_2 – число волн, распространяющихся в многомодовом волноводе связи и осуществляющих взаимодействие между ними. Реализация этого режима является обязательным условием формирования резонанса полного отражения.

Выводы. Таким образом, результаты решения спектральной задачи для волноводной секции с парой одинаковых штырей можно обобщить следующим образом.

Волноводная секция с парой идентичных штырей – это резонатор особого типа, формирующий частотную характеристику с резонансом полного отражения. Это многомодовый одноканальный резонатор, чья многомодовость обеспечивается электрическим расширением поперечного сечения, осуществляемым помещением в поперечное сечение пары штырей. Характер и поведение спектральных характеристик исследованной секции типичны для многомодового волноводного расширения. Полное запертие подводящего тракта реализуется только в режиме $N_1 \rightarrow (N_2 > N_1) \rightarrow N_1$, когда число волн, распространяющихся в подводящих трактах N_1 , меньше, чем число распространяющихся в многомодовом волноводе связи волн N_2 , осуществляющих взаимодействие между ними.

Установлено, что спектральное множество резонансной секции содержит собственное колебание комплексной частоты, дифракционно связанное с подводящими трактами, и собственные колебания, расположенные на реальной оси комплексной плоскости. Они являются «запертыми» в резонансной секции. Их частота может быть ниже или выше частоты отсечки основной волны тракта. В первом случае колебание заперто в резонансном объеме, так как подводящие тракты являются запертыми. Во втором случае частота колебания допускает возможность переноса им энергии, но по соображениям симметрии (конструкции и характера возбуждаемых в секции полей) это колебание не имеет связи с подводящими трактами. Таким образом, в резонансной секции возможна реализация резонанса отражения на «запертых» модах.

Было исследовано поведение этих собственных частот в комплексной области при изменении положения штырей в плоскости поперечного сечения секции и их высоты. Проанализирована структура полей, возбуждаемых в секции на частотах собственных колебаний. Проведен сопоставительный анализ дифракционных и спектральных характеристик, установлена ассоциативная связь между собственными колебаниями и модовым базисом. Характер частотной характеристики резонансной секции является результатом возбуждения всей совокупности собственных режимов, порождаемых внутри области связи. Вместе с тем количественные оценки резонанса – его частота и добротность – могут быть восстановлены с высокой точностью по значению комплексной частоты одного собственного колебания,

ассоциируемого с первой высшей модой секции, имеющей ту же симметрию, что и основная волна подводящего тракта.

Исследование спектральных характеристик устройств представляет собой не только «самостоятельный» физический интерес, оно важно и с точки зрения разработки конкретных устройств с заданными характеристиками. Здесь удастся оценить, как соотносятся «физическая» трактовка электродинамических процессов в исследуемых устройствах и «конструкторская», происходящая из теории синтеза селективных устройств с заданными характеристиками. Как известно, ужесточение требований, предъявляемых к характеристикам современных устройств СВЧ-техники, привело к созданию ряда фильтров, основанных на функционально сложных, конструктивно новых элементах. Речь идет об узлах, которые могут обеспечить внесение на частотную характеристику дополнительных полюсов запираания. В свою очередь была разработана теория расчета фильтров со сложными характеристиками, которая включает в себя такие понятия, как синглет, триплет и т. д. (см., напр. [7]). Синглетом в общем случае является узел, обеспечивающий одновременно два вида связи между источником и нагрузкой – основную и дополнительную параллельную. Основная связь отвечает за прохождение сигнала в окрестности заданной частоты, а наличие дополнительной связи позволяет обеспечить запираание тракта на другой заданной частоте. Так, в работе [6] был предложен синглет, реализованный на отрезке прямоугольного волновода с парой цилиндрических штырей, установленных в его поперечном сечении навстречу друг другу. Для реализации функции синглета использовалась дополнительная несимметричная секция. В работе была дана интерпретация вносимого полюса запираания в терминах резонансной и нерезонансной мод секции со штырями. Внесение полюса запираания ассоциировалось с низшей, так называемой нерезонансной модой. Согласование тракта на заданной частоте ассоциировалось с первой высшей, так называемой резонансной модой секции. Геометрия секции подбиралась такой, что частота нерезонансной моды была ниже критической частоты основной волны подводящего тракта, а частота резонансной моды ее превышала.

Такой интерпретации формирования полюса запираания в спектральной теории наиболее близким аналогом является именно резонанс на «запертой» моде. Подобного рода резонансы имеют место, например, в двухапертурных режекторных диафрагмах. Так, в работе [10] было показано, что одновременное возбуждение в тонкой резонансной секции двух собственных колебаний комплексной частоты порождает на час-

точной характеристике резонанс полного отражения. При этом собственные колебания должны иметь сильно различающиеся добротности и разную симметрию возбуждаемых полей. Одно из этих колебаний являлось симметричным и низкодобротным, а второе – высокодобротным и антисимметричным. Исходя из структуры формируемых полей первое колебание является связанным по полю с волной H_{10} подводящего тракта, тогда как второе колебание имеет слабую связь с подводящим трактом и, таким образом, «заперто» в резонансной секции.

В рамках спектральной теории удалось установить, что механизм формирования резонанса в исследуемой секции носит более сложный характер. Резонанс формируется как результат сложного пакетного преобразования мод в резонаторе и их связи с подводящим трактом. Полное запираание подводящего тракта реализуется в режиме, когда число волн, распространяющихся в подводящих трактах N_1 , меньше, чем число распространяющихся в многомодовом волноводе связи волн N_2 , осуществляющих взаимодействие между ними. В простейшем случае это режим $1 \rightarrow (N_2 > 1) \rightarrow 1$.

Для практического применения полученных результатов наиболее важным является именно установление однозначного соответствия между значением частоты и добротности резонанса полного отражения и значениями реальной части частоты и собственной добротности третьего колебания, продемонстрированного во всех приведенных примерах. Однозначность этого соответствия делает возможным и естественным применение спектрального подхода к синтезу частотно-селективных устройств с заданными дифракционными характеристиками, т. е. постановку задачи о восстановлении геометрии устройства по заданному значению комплексной частоты собственного колебания. С нашей точки зрения, такое более четкое представление о характере физических процессов в резонаторах позволит точнее моделировать характеристики известных функционально сложных узлов и создавать новые устройства с физически новыми принципами работы.

Библиографический список

1. *Rosenberg U.* A novel band-reject element for pseudoelliptic bandstop filters / U. Rosenberg, S. Amari // IEEE Trans. on MTT. – 2007. – 55, N 4. – P. 742–746.
2. *Design of bandstop filters using cylindrical metallic posts / M. Bekheit, S. Amari, W. Menzel, U. Rosenberg* // Europ. Microwave Conf. – Munich, 2007. – P. 870–873.
3. *Two notched band two post waveguide section / A. A. Kirilenko, D. Yu. Kulik, L. P. Mospan, L. A. Rud* // 12th Intern. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET 2008): proc. – Odessa, 2008. – P. 164–166.

4. Резонансы отражения волноводной секции с двумя разновысокими стержнями / А. А. Кириленко, Д. Ю. Кулик, Л. П. Моспан, Л. А. Рудь // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2008. – 13, № 2. – С. 154–158.
5. Politi M. Direct coupled waveguide filters with generalized Chebyshev response by resonating coupling structures / M. Politi, A. Fossati // Europ. Microwave Conf. – Roma, 2010. – P. 966–969.
6. Tomassoni C. A new class of pseudo-elliptic waveguide filters using resonant posts / C. Tomassoni, R. Sorrentino // IEEE/MTT-S Intern. Microwave Symp. Digest (MTT 2012). – Montreal, 2012 – P. 652–654.
7. Bastioli S. Waveguide Pseudoelliptic Filters Using Slant and Transverse Rectangular Ridge Resonators / S. Bastioli, L. Marcaccioli, R. Sorrentino // IEEE Trans. on MTT. – 2008. – 56, N 12. – P. 3129–3136.
8. О связи резонансных и спектральных характеристик открытых волноводных резонаторов / Л. А. Рудь, Ю. К. Сиренко, В. П. Шестоплов, Н. П. Яшина. – Х.: ИРЭ, 1987. – 37 с. (Препр. / АН УССР. Ин-т радиофизики и электрон.: № 330).
9. Кириленко А. А. Новый тип добротных колебаний в открытых волноводных резонаторах / А. А. Кириленко, С. Л. Сенкевич // Письма в журн. техн. физики. – 1986. – 12, № 14. – С. 876–879.
10. Kirilenko A. A. Reflection Resonances and Natural Oscillations of Two-Aperture Iris in Rectangular Waveguide / A. A. Kirilenko, L. P. Mospan // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. – 2000. – 48, N 8. – P. 1419–1421.
11. Prikolotin S. A. Spectral characteristics of step-bended bar in a rectangular waveguide / S. A. Prikolotin, A. A. Kirilenko // Intern. Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW 2010) [Электронный ресурс]: Proc. – Kharkov, 2010. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). – Загл. с этикетки диска.
12. Kirilenko A. A. Connection of S-matrix of waveguide and periodical structures with complex frequency spectrum / A. A. Kirilenko, B. G. Tysik // Electromagnetics. – 1993. – 13, N 3. – P. 301–318.
13. Минакова Л. Б. Резонансное поглощение в волноводах, содержащих диэлектрические включения с потерями / Л. Б. Минакова, Л. А. Рудь // Радиотехника и электрон. – 2004. – 2, № 2. – С. 141–146.

Рукопись поступила 04.03.2013 г.

L. P. Mospan, A. A. Kirilenko, D. Y. Kulik,
S. A. Prikolotin

SPECTRAL PROPERTIES OF A RECTANGULAR WAVEGUIDE SECTION WITH A PAIR OF EQUAL-HEIGHT RECTANGULAR POSTS

The identification of the physical phenomena that give rise to different resonance effects is the key to successful designing of the frequency-selective devices on their base. The investiga-

tion of the nature of the total reflection resonances formed by a waveguide section with a pair of rectangular posts arranged symmetrically in the cross section of rectangular waveguide was performed. The study presented was carried out in the frames of spectral theory of open waveguide resonators. The waveguide section was considered as a single-channel multi-mode resonator. Thus, the total reflection resonance was interpreted as a result of excitation of a number of eigen oscillations of the complex frequencies. Dynamics of their behavior in the complex plane was examined while the most important geometrical parameters, namely the distance between the posts and the gap under the posts, were varied. Comparative analysis of diffraction and spectral characteristics was performed. It was shown that the position of the resonance and its quality factor could be estimated by the complex frequency of one eigen oscillation. It was the eigen oscillation which was associated with the first higher mode of the section having the same symmetry as the fundamental mode of a rectangular waveguide. From a practical view obtained results make modelling the bandpass filters with complicated frequency responses possible.

Key words: reflection resonance, rectangular waveguide, eigen oscillation.

Л. П. Моспан, А. О. Кириленко, Д. Ю. Кулик,
С. А. Приколотін

СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЯМОКУТНОЇ ХВИЛЕВОДНОЇ СЕКЦІЇ З ПАРОЮ ПРЯМОКУТНИХ ШТИРІВ ОДНАКОВОЇ ВИСОТИ

Виявлення фізичних явищ, що породжують різноманітні резонансні ефекти, є запорукою успішного проектування частотно-селективних приладів на їх основі. У роботі досліджено природу резонансів повного відбиття, які формують хвильоводна секція з парою прямокутних штирів, розташованих симетрично в поперечному перерізі прямокутного хвильоводу. Дослідження проведено в рамках спектральної теорії відкритих хвильоводних резонаторів. Розглядаючи хвильоводну секцію як одноканальний багатомодовий резонатор, запропоновано інтерпретацію резонансу повного відбиття як результату збудження в резонаторі власних коливань комплексної частоти. Вивчено динаміку поведінки власних коливань на комплексній площині при зміні двох найбільш важливих геометричних параметрів – відстані між штирями та їх висоти. Виконано порівняльний аналіз дифракційних та спектральних характеристик. Проаналізовано внесок власних коливань у формування частотної характеристики. Показано, що положення резонансу і його добротність можуть бути оцінені з високою точністю за значенням комплексної частоти одного власного коливання. Це коливання асоціюється з першою вищою модою резонансної секції, яка має ту ж симетрію, що й основна хвиля підвідного тракту. З практичної точки зору отримані результати уможливають моделювання смугових фільтрів зі складними частотними характеристиками.

Ключові слова: резонанс відбиття, прямокутний хвильовод, власне коливання.