

**М. Е. ИЛЬЧЕНКО
Е. В. КУДИНОВ**

**ФЕРРИТОВЫЕ
И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
РЕЗОНАТОРЫ
СВЧ**

М. Е. ИЛЬЧЕНКО
Е. В. КУДИНОВ

ФЕРРИТОВЫЕ
И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
РЕЗОНАТОРЫ
СВЧ

Под редакцией
доц. А. А. Бокринской

ИЗДАТЕЛЬСТВО КИЕВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
1973

УДК 621.372.85

Ферритовые и диэлектрические резонаторы СВЧ. И ль ч е н-
к о М. Е., К уд н и о в Е. В. Издательство Киевского универси-
тета, 1973, стр. 175.

Рассматриваются основы расчета и применения ферритовых и диэлектрических резонаторов СВЧ. Применительно к этим твердотельным резонаторам используются понятия и параметры, принятые в технике полых резонаторов. Рассчитаны коэффициенты отражения, прохождения и поглощения в линиях передачи СВЧ с твердотельными резонаторами. Изложены принципы построения СВЧ функциональных элементов и устройств на основе твердотельных резонаторов. Перечень рассматриваемых устройств широк и включает в себя как устройства для обработки СВЧ-сигналов (фильтры, фазовращатели, вращатели плоскости поляризации, ограничители уровня мощности), так и датчики параметров сигналов (уровня средней и пиковой мощности, частоты).

Книга предназначена для студентов старших курсов радиотехнических специальностей и инженеров, занимающихся исследованиями, расчетом и разработкой малогабаритных резонансных цепей СВЧ на твердом теле.

Таблиц — 6, иллюстраций — 120, библиография — 181 название.

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, какую исключительно важную роль играют в радиотехнике колебательные системы. Колебательными системами для диапазона сверхвысоких частот являются резонаторы, представляющие обширный и значительный класс устройств СВЧ. Классический резонатор — это объем диэлектрика (чаще всего воздуха), ограниченный проводящими поверхностями и имеющий один или несколько элементов связи с линиями передачи. Такие полые резонаторы хорошо изучены и являются составной частью многих генераторных и усилительных приборов или измерительных устройств. Отдельные резонаторы и их сочетания используют для построения фильтров.

В последние годы, благодаря успехам физики твердого тела и прогрессу технологии изготовления таких твердых материалов, как ферриты и диэлектрики с высокой проницаемостью и малыми потерями, появилась еще одна разновидность резонаторов СВЧ — ферритовые и диэлектрические резонаторы, которые обобщенно можно назвать твердотельными резонаторами.

Ферритовый резонатор представляет собой малый в сравнении с длиной электромагнитной волны ферритовый образец, намагниченный до насыщения постоянным магнитным полем и взаимодействующий с электромагнитным полем, частота которого соответствует условию ферромагнитного резонанса. Диэлектрический резонатор представляет собой образец из диэлектрика с высокой проницаемостью, выбранной так, что при заданных его форме и размерах выполняются условия объемного резонанса электромагнитной волны.

Твердотельные резонаторы отличаются от полых значительно меньшими размерами и отсутствием специальных элементов связи с линией передачи, что позволяет создавать на основе таких резонаторов простые и малогабаритные устройства. Следует отметить, что если физические принципы работы полых и диэлектрических резонаторов сходны, то работа ферритовых резонаторов основана на совершенно иных принципах, определяющих особые свойства ферритовых резонаторов, использование которых позволяет создавать устройства, не имеющие аналогов среди устройств на основе полых и диэлектрических резонаторов.

©
ИЗДАТЕЛЬСТВО
КИЕВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА
1973 г.

0341—056
И М224(04)—73 43—73

Отношение разработчиков устройств СВЧ к ферритовым и диэлектрическим резонаторам характеризуется, с одной стороны, значительным интересом, обусловленным возможностями, которые открывает использование этих резонаторов, а с другой — известной осторожностью, в значительной мере объясняющейся недостаточной осведомленностью о принципах работы и свойствах таких резонаторов.

В книге изложены современные представления об основных свойствах ферритовых и диэлектрических резонаторов, рассмотрены методы расчета линий передачи СВЧ с включенными в них резонаторами и показаны принципы проектирования некоторых устройств на основе твердотельных резонаторов.

В первой главе сообщаются основные данные о принципах работы ферритовых резонаторов и их параметрах. Эти сведения изложены очень сжато, так как подробное рассмотрение свойств ферритовых резонаторов можно найти в имеющихся монографиях по ферритам.

Свойства диэлектрических резонаторов рассмотрены во второй главе более подробно, так как монография является первой попыткой обобщить сведения о таких резонаторах, имеющиеся в различных периодических изданиях. Для анализа свойств и характеристик резонаторов используется принятое в большинстве публикаций по диэлектрическим резонаторам приближение, при котором боковые стенки являются полностью отражающими поверхностями, а электромагнитная энергия проникает через торцовые стенки резонатора.

В третьей главе рассмотрены методы анализа линий передачи СВЧ с твердотельными резонаторами. Отличительной особенностью используемых методов является то, что они позволяют выяснить общие особенности взаимодействия твердотельного резонатора с линией передачи СВЧ, не конкретизируя вид резонатора и линии передачи.

Четвертая глава посвящена расчету связи ферритовых и диэлектрических резонаторов с различными линиями передачи СВЧ. Рассмотрены также такие специальные вопросы, как связь ферритового резонатора с линией передачи замедленных волн, резонансное вращение плоскости поляризации, характеристики линии передачи с резонатором в нелинейном режиме.

Принципы построения некоторых устройств СВЧ на основе ферритовых и диэлектрических резонаторов рассмотрены в пятой главе. Основное внимание уделяется иллюстрации возможных технических применений твердотельных резонаторов.

Авторы выражают искреннюю признательность доценту А. А. Бокринской за постоянный интерес, поддержку и участие в их работе, а также благодарят рецензентов доцента В. И. Шевченко и кандидата физ.-мат. наук В. Ф. Таборова, которые с большим вниманием и доброжелательностью отнеслись к работе и замечания которых способствовали улучшению рукописи.

1. 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ

Интерес к использованию в технике сверхвысоких частот намагниченных ферритовых образцов обусловлен такими их свойствами, как резонансный характер взаимодействия с электромагнитным полем и возможность магнитной перестройки резонансной частоты; различное взаимодействие с волнами, магнитные составляющие которых поляризованы по кругу в противоположных направлениях (невзаимность); зависимость магнитных параметров ферритового образца от амплитуды магнитной составляющей электромагнитного поля (нелинейность).

Малый по сравнению с длиной электромагнитной волны ферритовый образец (обычно правильной геометрической формы), намагниченный до насыщения постоянным магнитным полем и взаимодействующий с переменным магнитным полем СВЧ при ферромагнитном резонансе, принято называть ферритовым резонатором.

Из теории магнетизма известно, что магнитные свойства ферритов в основном определяются магнитными моментами вращающихся электронов, т. е. спиновыми магнитными моментами. Орбитальные магнитные моменты и магнитные моменты ядер атомов очень мало влияют на магнитные свойства ферритов, поэтому правильное представление об этих свойствах можно получить, изучая только коллективное поведение спиновых магнитных моментов.

Когда феррит помещен в постоянное магнитное поле, напряженность которого достаточна для насыщения феррита, все спиновые магнитные моменты ориентируются по направлению поля. Если перпендикулярно постоянному полю действует переменное магнитное поле, то под его влиянием спиновые магнитные моменты совершают колебания относительно направления постоянного поля, а так как вращающиеся электроны обладают механическими моментами (спинами) и в механическом отношении подобны гироскопам, то колебания механических и магнитных моментов имеют характер прецессии, при этом векторы механического и магнитного моментов описывают конические поверхности.

Прецессия спиновых магнитных моментов может быть вызвана электромагнитной волной сверхвысокой частоты. Чем ближе частота волны к собственной частоте прецессии, тем заметнее взаимодействие системы спинов с полем волны, а когда эти частоты примерно совпадают, можно наблюдать резонансное поглощение энергии электромагнитной волны. Это явление было предсказано, а затем экспериментально подтверждено В. К. Аркадьевым [1] и получило название ферромагнитного резонанса.

Ферромагнитный резонанс в неограниченной среде без потерь

Важнейшей задачей макроскопической теории ферромагнитного резонанса является установление соотношения между воздействующим на ферритовую среду магнитным полем (сумма постоянного и переменного полей) и возникающим при этом магнитным моментом, отнесенным к единице объема среды, т. е. плотностью намагниченности феррита. Магнитный момент единицы объема является суммой спиновых магнитных моментов электронов в рассматриваемом объеме, и прецессия вектора магнитного момента (прецессия вектора плотности намагниченности) будет такой же, как прецессия вектора спинового магнитного момента электрона. Прецессия вектора плотности намагниченности описывается уравнением движения, которое в 1935 г. было получено Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем [2] и является основным уравнением квазиклассической теории поведения ферромагнетитов в магнитных полях. Для среды без потерь это уравнение имеет вид [3]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\mu_0\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}, \quad (1.1)$$

где \mathbf{M} — вектор плотности намагниченности; \mathbf{H} — векторная сумма всех магнитных полей, действующих на спиновые магнитные моменты; $\gamma = \frac{|e|\hbar}{m}$ — гиромагнитное отношение (e — заряд, а m — масса электрона); μ_0 — магнитная проницаемость вакуума;

$$\gamma = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ к/кг};$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}.$$

Решение уравнения (1.1) легче всего найти, если спроектировать входящие в него векторы на оси декартовой прямоугольной системы координат. Направим ось z системы координат так, чтобы она совпадала с направлением постоянного магнитного поля \mathbf{H}_i внутри феррита (рис. 1) и представим входящие в уравнение (1.1) магнитное поле в виде суммы постоянного поля и переменного поля, изменяющегося по гармоническому закону

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_i + \mathbf{h}e^{j\omega t}. \quad (1.2)$$

Вектор плотности намагниченности определяем в виде

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}e^{j\omega t}. \quad (1.3)$$

Для линейной теории существенным является предположение, что $h \ll H_i$ и соответственно $m \ll M_0$, где M_0 — статическая намагниченность, равная намагниченности насыщения.

Если предположение о малости переменного магнитного поля (по сравнению с постоянным) выполняется, то, решая уравнение (1.1) с учетом (1.2) и (1.3) и сохраняя в решении члены только первого порядка относительно малых величин h и m , можно установить линейные соотношения между проекциями векторов высокочастотной намагниченности и переменного магнитного поля

$$\begin{aligned} m_x &= \chi h_x + j\chi_a h_y; \\ m_y &= -j\chi_a h_x + \chi h_y; \\ m_z &= 0. \end{aligned} \quad (1.4)$$

В формулах (1.4)

$$\chi = \frac{\omega_M \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad (1.5)$$

$$\chi_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (1.6)$$

где

$$\omega_0 = \mu_0\gamma H_i, \quad \omega_M = \mu_0\gamma M_0; \quad (1.7)$$

ω — круговая частота СВЧ магнитного поля.

Соотношения (1.4) могут быть кратко записаны в векторной форме

$$\mathbf{m} = \overset{\leftrightarrow}{\chi} \mathbf{h}. \quad (1.8)$$

Здесь $\overset{\leftrightarrow}{\chi}$ — тензор магнитной восприимчивости

$$\overset{\leftrightarrow}{\chi} = \begin{vmatrix} \chi & j\chi_a & 0 \\ -j\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (1.9)$$

Тензорный характер магнитной восприимчивости указывает на то, что высокочастотное магнитное поле h_x , приложенное вдоль

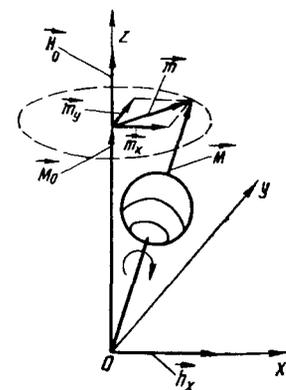


Рис. 1. Прецессия магнитного момента электрона \mathbf{M} под влиянием постоянного \mathbf{H}_0 и высокочастотного h_x магнитных полей.

оси x , порождает составляющие высокочастотной намагниченности как вдоль оси x , так и вдоль оси y (рис. 1).

Из формул (1.5), (1.6) видно, что зависимость компонент тензора восприимчивости от частоты имеет особенность в области частоты ω_0 : при $\omega = \omega_0$ компоненты тензора обращаются в бесконечность. Это является следствием пренебрежения потерями, которые, конечно, всегда есть в реальной среде. Частота $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_i$ называется частотой ферромагнитного резонанса. При расчетах чаще всего бывает удобно пользоваться значением циклической частоты, выраженным в мегагерцах; тогда практическая формула для частоты ферромагнитного резонанса имеет вид

$$f = 3,5 \cdot 10^{-2} H_i [\text{a/m}] = 3,5 H_i [\text{a/cm}]. \quad (1.10)$$

Магнитная восприимчивость
по отношению к полю
с круговой поляризацией

Волну, магнитная составляющая которой имеет компоненты h_x , h_y и в общем случае эллиптически поляризована, можно представить как суперпозицию волн, магнитные составляющие которых h_+ , h_- имеют правую и левую круговые поляризации в плоскости $хоу$

$$h_{\pm} = h_{\pm} (\mathbf{1}_x \mp j \mathbf{1}_y), \quad (1.11)$$

где $\mathbf{1}_x$ и $\mathbf{1}_y$ — единичные векторы.

Тогда для составляющих h_x и h_y из выражения (1.11) получаем

$$\begin{aligned} h_x &= \mathbf{1}_x (h_+ + h_-); \\ h_y &= -j \mathbf{1}_y (h_+ - h_-). \end{aligned} \quad (1.12)$$

Подставляя (1.12) в (1.4), для компонент высокочастотной намагниченности m_x и m_y находим

$$m_x = j m_y = 2\chi h_+. \quad (1.13)$$

Учтено, что при малых расстройках $\omega \approx \omega_0$ и соответственно $\chi \approx \chi_+$.

Используя выражение (1.13), для амплитуды вектора высокочастотной намагниченности $\mathbf{m} = m_x + m_y$ получаем

$$\mathbf{m} = 2\chi h_+ (\mathbf{1}_x - j \mathbf{1}_y). \quad (1.14)$$

Магнитную восприимчивость по отношению к полю с правой круговой поляризацией определим с помощью соотношения

$$\mathbf{m} = \chi_+ \mathbf{h}_+; \quad (1.15)$$

тогда с учетом (1.11) и (1.15) имеем

$$\chi_+ = 2\chi. \quad (1.16)$$

Таким образом, в общем случае эллиптической поляризации поля переменная намагниченность, как это следует из выражения (1.14), создается только компонентой поля, имеющей правую круговую поляризацию, причем переменная намагниченность также имеет круговую поляризацию с правым вращением. При этом восприимчивость по отношению к полю с правой круговой поляризацией является скалярной величиной, определяемой выражением (1.16).

1. 2. РЕЗОНАНСНАЯ ЧАСТОТА

Зависимость резонансной частоты
от формы резонатора

Рассмотрим ферритовый резонатор, на который воздействуют внешние магнитные поля, при этом магнитные поля внутри резонатора отличаются от внешних. Этому отличию внешних и внутренних полей можно дать следующее объяснение.

При помещении ферритового резонатора в магнитное поле магнитные моменты как внутри резонатора, так и на его поверхности ориентируются вдоль направления поля. Ориентированные магнитные моменты на поверхности резонатора как бы являются магнитными зарядами, между которыми создается размагничивающее поле, направленное навстречу внешнему магнитному полю.

Строгий учет поверхностных эффектов требует решения соответствующей граничной электродинамической задачи. Однако если резонатор ограничен поверхностью второго порядка — эллипсоидом, то, как известно из магнитостатики [4], магнитное поле внутри такого эллипсоида, помещенного в однородное постоянное поле, также однородно. Размагничивающее поле пропорционально намагниченности феррита, поэтому для внутреннего поля ферритового эллипсоида будет справедливо выражение

$$H_i = H_0 - H_{\text{разм}} = H_0 - N M_0, \quad (1.17)$$

где H_0 — внешнее постоянное магнитное поле; N — коэффициент, который называют размагничивающим фактором.

Так как ферритовый резонатор имеет малые размеры по сравнению с длиной электромагнитной волны, можно воспользоваться квазистатическим приближением и записать для внутренних высокочастотных полей соотношения типа (1.17). Тогда для суммы постоянного и высокочастотного полей внутри резонатора будет справедливо векторное выражение

$$(\mathbf{H}_i + \mathbf{h}_i) = (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}) - \overleftrightarrow{N}\mathbf{M}, \quad (1.18)$$

где \overleftrightarrow{N} — тензор размагничивающих факторов.

Если оси эллипсоида совместить с осями системы координат, \overleftrightarrow{N} будет диагональным тензором, т. е. для установления соотношений между внутренними и внешними полями необходимо знать только три размагничивающих фактора. Пусть, например, постоянное магнитное поле направлено вдоль оси z (и с ней совмещена ось эллипсоида), а высокочастотное магнитное поле действует в плоскости $хоу$ (с осями x и y совпадают две другие оси эллипсоида). В этом случае магнитные поля внутри эллипсоида описываются системой равенств

$$\begin{aligned} h_{ix} &= h_x - N_x m_x; \\ h_{iy} &= h_y - N_y m_y; \\ H_i &= H_0 - N_z M_0, \end{aligned} \quad (1.19)$$

где N_x , N_y и N_z — размагничивающие факторы по соответствующим осям. Если рассматривается эллипсоид вращения и постоянное магнитное поле направлено вдоль оси вращения, например оси z , то в силу осевой симметрии $N_x = N_y = N_T$, где N_T — поперечный размагничивающий фактор.

Резонансную частоту ферритового резонатора определим как частоту свободной прецессии в отсутствие магнитного поля СВЧ. Полагая $\mathbf{h} = 0$ и $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + m e^{j\omega_0 t}$ в выражении (1.18), подставим значение суммарного внутреннего магнитного поля в уравнение Ландау—Лифшица (1.1) и после простых преобразований получим

$$j\omega_0 \mathbf{m} = \mu_0 \gamma (\mathbf{M} \times \overleftrightarrow{N} \mathbf{m} + \mathbf{H}_i \times \mathbf{m}). \quad (1.20)$$

Здесь учтено, что $\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_i = 0$.

Проектируя уравнение (1.20) на оси декартовой системы координат, запишем систему уравнений

$$\begin{aligned} j\omega_0 m_x + \mu_0 \gamma (H_i + N_y M_0) m_y &= 0; \\ \mu_0 \gamma (H_i + N_x M_0) m_x - j\omega_0 m_y &= 0; \\ m_z &= 0. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Из условия совместности системы, т. е. из условия равенства нулю ее определителя, находим выражение для резонансной частоты

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma [(H_i + N_x M_0)(H_i + N_y M_0)]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.22)$$

С учетом выражения (1.17) для поля H_i получим формулу резонансной частоты, известную как формула Киттеля [5]

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma \{ [H_0 + (N_x - N_z) M_0] [H_0 + (N_y - N_z) M_0] \}^{\frac{1}{2}}. \quad (1.23)$$

Таблица 1
Размагничивающие факторы и резонансные частоты ферритовых резонаторов

Геометрия	Размагничивающие факторы	ω_0
Пластина	$N_x = N_z = 0$ $N_y = 1$	$\mu_0 \gamma \sqrt{H_0(H_0 + M_0)}$
Сфера	$N_x = N_y = N_z = 1/3$	$\mu_0 \gamma H_0$
Цилиндр	$N_x = N_y = 1/2$ $N_z = 0$	$\mu_0 \gamma (H_0 + 0.5 M_0)$
Диск	$N_x = N_y = 0$ $N_z = 1$	$\mu_0 \gamma (H_0 - M_0)$

Для ферритового резонатора в форме эллипсоида вращения ($N_x = N_y = N_T$)

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma [H_0 + (N_T - N_z) M_0]. \quad (1.24)$$

Частным случаем эллипсоида, у которого все три оси равны между собой, является сфера, а так как размагничивающие факторы определяются соотношениями осей эллипсоида, то для сферы размагничивающие факторы равны, т. е. $N_x = N_y = N_z = \frac{1}{3}$; тогда формула Киттеля для сферы принимает вид

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0. \quad (1.25)$$

Значения размагничивающих факторов для образцов в форме тонкой пластины, сферы, длинного цилиндра и тонкого диска приведены в табл. 1. Если сфера, как отмечалось, является частным случаем эллипсоида, то пластину, цилиндр и диск можно рассматривать как предельные случаи эллипсоида, поэтому на них распространяется решение, полученное с помощью размагничивающих факторов.

Влияние кристаллографической
анизотропии
на резонансную частоту

Высокочастотные ферритовые резонаторы обычно изготавливают из монокристаллов ферритов, которые обладают ярко выраженной магнитной кристаллографической анизотропией, т. е. зависимостью магнитных свойств кристалла от углов между приложенными магнитными полями и осями кристаллической решетки.

Для того чтобы учесть анизотропию, можно к внутренним магнитным полям ферритового резонатора прибавить некоторое эффективное поле $\mathbf{H}_{\text{ан}}$, воздействие которого на намагниченность эквивалентно влиянию магнитной кристаллографической анизотропии.

Эффективное поле анизотропии пропорционально намагниченности и определяется соотношением

$$\mathbf{H}_{\text{ан}} = - \overleftrightarrow{N}_{\text{ан}} \mathbf{M}, \quad (1.26)$$

где $\overleftrightarrow{N}_{\text{ан}}$ — тензор размагничивающих факторов анизотропии.

Таким образом, поле анизотропии при определении резонансной частоты ферритового резонатора формально учитывается также, как и размагничивающее поле, введенное при рассмотрении влияния формы резонатора.

Эффективное поле кристаллографической анизотропии значительно меньше внутреннего постоянного магнитного поля резонатора, однако поле анизотропии сильно зависит от температуры. От температуры также зависит намагниченность насыщения феррита, так что температурная нестабильность резонансной частоты ферритового резонатора, в общем случае определяется зависимостью от температуры как намагниченности насыщения, так и поля анизотропии.

Ранее было показано, что резонансная частота ферритового резонатора в форме сферы не зависит от намагниченности насыщения. Рассмотрим теперь, как следует ориентировать кристалл, из которого изготовлен сферический резонатор, чтобы исключить влияние на резонансную частоту поля анизотропии.

Пусть ферритовая сфера ориентирована так, что векторы \mathbf{H}_0 и \mathbf{M}_0 лежат в кристаллографической плоскости (110) и образуют угол Θ с осью решетки [001]. В этом случае вычисление поля анизотропии и учет этого поля при определении резонансной частоты приводят к формуле [6]

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma \left\{ \left[H_0 + \frac{K_1}{M_0} (2 - \sin^2 \Theta - 3 \sin^2 2\Theta) \right] \times \right. \\ \left. \times \left[H_0 + \frac{K_1}{M_0} \left(2 - 4 \sin^2 \Theta - \frac{3}{4} \sin^2 2\Theta \right) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (1.27)$$

где K_1 — первая константа анизотропии. Опуская в этой формуле малый член порядка $(K_1/M_0)^2$, запишем ее в виде

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma \left[H_0^2 + H_0 \frac{K_1}{M_0} \left(4 - 5 \sin^2 \Theta - \frac{15}{4} \sin^2 2\Theta \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.28)$$

Полагая выражение в круглых скобках равным нулю, получим уравнение

$$15 \sin^2 2\Theta + 20 \sin^2 \Theta - 16 = 0,$$

решение которого $\Theta = 29^\circ 40'$.

Таким образом, если сферический резонатор из монокристалла феррита ориентирован так, что направление постоянного магнитного поля составляет угол $29^\circ 40'$ с осью [001] в плоскости (110), то поле анизотропии не оказывает влияния на резонансную частоту, которая в этом случае определяется по формуле (1.25). Способы ориентации сферического резонатора для исключения температурной зависимости резонансной частоты рассмотрены в работе [12].

1. 3. МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВИДЫ КОЛЕБАНИЙ

Прецессия намагниченности ферритового резонатора, характеризующаяся однородным распределением фазы и амплитуды высокочастотной намагниченности по объему резонатора (однородная прецессия), является основным видом колебаний резонатора. Однако возможны и высшие виды колебаний, характеризующиеся неоднородным распределением амплитуды и фазы высокочастотной намагниченности по объему резонатора (аналогично распределению амплитуды и фазы поля для высших видов колебаний полого металлического резонатора). При определенном значении постоянного магнитного поля резонансные частоты высших видов колебаний, как правило, отличаются от резонансной частоты однородной прецессии, но встречаются виды колебаний, резонансные частоты которых совпадают (вырождены) с частотой однородной прецессии.

Высшие виды колебаний возбуждаются неоднородным высокочастотным магнитным полем, хотя причиной их возбуждения может быть и неоднородность постоянного магнитного поля.

Теория высших видов колебаний разработана Уокером [7], который предложил схему классификации видов колебаний, напоминающую классификацию видов колебаний полого резонатора.

Строгое решение задачи о видах колебаний ферритового резонатора требует совместного интегрирования уравнения Ландау—Лифшица и уравнений Максвелла с учетом граничных условий на поверхности резонатора. Но если резонатор имеет достаточно

малые размеры, то можно вместо общих уравнений Максвелла использовать их частный вид—уравнения магнитостатики. В этом случае высшие виды колебаний ферритового резонатора называют магнитостатическими.

Уокер перешел от магнитного поля к магнитостатическому потенциалу Ψ , определяемому соотношением $\mathbf{h} = \text{grad } \Psi$, и составил уравнения для потенциала внутри и вне резонатора, имеющего форму эллипсоида вращения. Решения этих уравнений были сшиты в соответствии с граничными условиями на поверхности резонатора и удовлетворяли требованию регулярности на бесконечности.

Учет граничных условий приводит к уравнению для собственных частот магнитостатических видов колебаний [8]

$$\omega_{nmr} = \mu_0 \gamma [H_0 - (N_z - \Delta_{nmr}) M_0], \quad (1.29)$$

где $0 < \Delta_{nmr} < \frac{1}{2}$ — корень характеристического уравнения магнитостатической задачи; индексы n и m характеризуют структуру колебаний ($n - 1$ — число вариаций вдоль радиуса, m — число вариаций по азимуту), а индекс r — номер корня характеристического уравнения ($r + 1$ — порядок корня).

Вид колебаний с индексами $n = m = 1, r = 0$ соответствует однородной прецессии; в этом случае $\Delta_{110} = N_T$ и формула (1.29) переходит в формулу Киттеля (1.24) для резонатора в форме эллипсоида вращения.

Так как величины Δ не выходят за указанные выше пределы, весь спектр магнитостатических колебаний ферритового резонатора расположен в интервале

$$\mu_0 \gamma (H_0 - N_z M_0) < \omega < \mu_0 \gamma \left[H_0 + \left(\frac{1}{2} - N_z \right) M_0 \right]. \quad (1.30)$$

Для сферического ферритового резонатора [9] корни характеристического уравнения для случаев $n = m$ и $n = m + 1$ определяются по простым формулам

$$\Delta = \frac{m}{2m + 1} \quad \text{для } n = m; \quad (1.31)$$

$$\Delta = \frac{m}{2m + 3} \quad \text{для } n = m + 1.$$

Анализ показывает [9], что в этих случаях имеется только корень первого порядка, т. е. $r = 0$.

В случае однородной прецессии ($n = m = 1, r = 0$) $\Delta = 1/3$, и формула (1.29) переходит в формулу (1.25). Как следует из выражений (1.31), имеется магнитостатический вид колебаний (4, 3, 0), частота которого вырождена с частотой однородной прецессии.

Таким образом, переменная намагниченность ферритового резонатора может быть представлена в виде бесконечного ряда по собственным видам магнитостатических колебаний резонатора. Возбуждение собственных видов колебаний может происходить поочередно при изменении ω или H_0 , причем возбуждение какого-либо вида колебаний происходит при благоприятной для возбуждения этого вида конфигурации неоднородного магнитного поля.

1. 4. УЧЕТ ПОТЕРЬ

В реальной ферромагнитной среде всегда есть потери, связанные с преобразованием энергии прецессирующих спиновых магнитных моментов в тепловые колебания кристаллической решетки, т. е. энергия спиновых магнитных моментов частично расходуется на нагрев среды.

Феноменологический учет потерь предполагает добавление в правой части уравнения Ландау—Лифшица диссипативного члена. Уравнение (1.1) с диссипативным членом в форме Гильберта [10] имеет вид

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (1.32)$$

где α — безразмерный параметр, характеризующий потери.

При такой записи видно, что $\frac{\mathbf{M}}{M}$ — это единичный вектор вдоль направления намагниченности и он векторно умножается на скорость изменения намагниченности $\frac{d\mathbf{M}}{dt}$. Таким образом,

диссипативный член описывает вектор, величина которого пропорциональна параметру потерь α и скорости изменения намагниченности; он направлен так, что при его добавлении уменьшается отклонение вектора плотности намагниченности от направления постоянного магнитного поля (уменьшается угол или амплитуда прецессии). Вместо параметра α для характеристики потерь часто используют время релаксации T , имеющее смысл времени, за которое амплитуда свободных колебаний намагниченности (угол свободной прецессии) убывает в e раз. Величина, обратная времени релаксации, называется частотой релаксации ω_r . Между параметром α , временем релаксации T и частотой релаксации ω_r существует соотношение

$$\alpha = \frac{1}{\omega T} = \frac{\omega_r}{\omega}. \quad (1.33)$$

Решая уравнение (1.32) с учетом предположения о малости амплитуды высокочастотного магнитного поля, получим выражения для компонент тензора магнитной восприимчивости среды с потерями. В этом случае компоненты тензора восприимчивости будут комплексными величинами, причем, как оказывается, правильные выражения для компонент тензора восприимчивости с

учетом потерь можно получить из выражений для компонент тензора восприимчивости среды без потерь, если применить правило: всюду, где в выражениях встречается частота $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_i$, ее следует заменить на комплексную частоту $\omega_0 + j\omega_r$. Применим это правило к выражениям (1.5), (1.6) и получим для среды с потерями

$$\chi = \frac{\omega_M (\omega_0 + j\omega_r)}{(\omega_0 + j\omega_r)^2 - \omega^2}; \quad (1.34)$$

$$\chi_a = \frac{\omega_M \omega}{(\omega_0 + j\omega_r)^2 - \omega^2}. \quad (1.35)$$

Если ограничиться случаем малых расстройк относительно частоты ферромагнитного резонанса ($\omega \approx \omega_0$) и рассматривать только среду с малыми потерями ($\omega_r \ll \omega_0$), то можно записать приближенные соотношения

$$\omega \approx \omega_0 + j\omega_r \quad \text{и} \quad \chi_a \approx \chi. \quad (1.36)$$

С учетом соотношений (1.36) тензор восприимчивости среды с малыми потерями при малых расстройках записывается следующим образом:

$$\overleftrightarrow{\chi} = \chi \overleftrightarrow{I}, \quad (1.37)$$

где χ определяется выражением (1.34), а \overleftrightarrow{I} — тензор вида

$$\overleftrightarrow{I} = \begin{vmatrix} 1 & j & 0 \\ -j & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (1.38)$$

Представим выражение (1.34) в виде алгебраической суммы действительной и мнимой частей

$$\chi = \chi' - j\chi''. \quad (1.39)$$

Выделяя в (1.34) действительную и мнимую части, получим для χ' и χ''

$$\chi' = \frac{\omega_M \omega_0 (\omega_0^2 + \omega_r^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega_r^2 - \omega^2)^2 + 4\omega_0^2 \omega_r^2}; \quad (1.40)$$

$$\chi'' = \frac{\omega_M \omega_r (\omega_0^2 + \omega_r^2 + \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega_r^2 - \omega^2)^2 + 4\omega_0^2 \omega_r^2}. \quad (1.41)$$

При уменьшении потерь до нуля частота релаксации стремится к нулю, и должна стремиться к нулю та часть магнитной восприимчивости, которая определяется потерями. Как видно из выражений (1.40) и (1.41), при уменьшении потерь до нуля стремится к нулю мнимая компонента магнитной восприимчивости χ'' , поэтому ее называют диссипативной частью восприимчи-

вости, а действительную компоненту χ' называют дисперсионной частью восприимчивости.

Пусть $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ — расстройка частоты ω относительно частоты ферромагнитного резонанса ω_0 . Тогда, учитывая, что $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ и опуская в выражении (1.41) члены второго порядка относительно

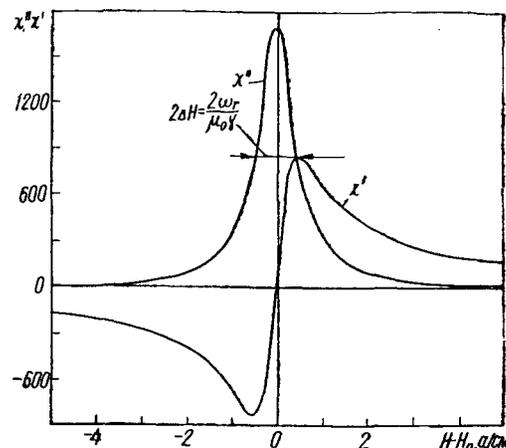


Рис. 2. Зависимости действительной χ' и мнимой χ'' компонент магнитной восприимчивости от напряженности поля подмагничивания ($M_0 = 1700$ а/см, $2\Delta H = 1,0$ а/см).

малых величин $\Delta\omega/\omega_0$ и ω_r/ω_0 , получаем

$$\chi'' = \frac{\frac{\omega_M}{2\omega_r}}{1 + \left(2 \frac{\omega_0}{2\omega_r} \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}. \quad (1.42)$$

При резонансе $\Delta\omega = 0$, тогда

$$\chi''_p = \omega_M / 2\omega_r. \quad (1.43)$$

Зависимость χ'' от расстройки (по магнитному полю) имеет вид резонансной кривой (рис. 2) и совпадает с наблюдаемой экспериментальной кривой поглощения при ферромагнитном резонансе. Определим ширину резонансной кривой $2\Delta\Omega$ как удвоенную величину расстройки по отношению к частоте ферромагнитного резонанса, при которой величина χ'' уменьшается до половины своего значения при резонансе. В соответствии с этим определением, используя формулы (1.42) и (1.43), получим

$$2\Delta\Omega = \mu_0 \gamma 2\Delta H = 2\omega_r, \quad (1.44)$$

где $2\Delta H$ — ширина резонансной кривой по магнитному полю, определяемая при фиксированной частоте переменного магнит-

ного поля и изменяющейся напряженности постоянного поля, т. е. при изменении частоты ферромагнитного резонанса. Параметр потерь $2\Delta H$ широко используется в теории и ее приложениях, так как он наиболее нагляден и его легко измерить.

Величину $\frac{\omega_0}{2\omega_r}$ в знаменателе формулы (1.42) можно назвать добротностью ферромагнитного резонанса Q . С учетом соотношений (1.7) и (1.44) формула для добротности записывается следующим образом:

$$Q = \frac{\omega_0}{2\Delta\Omega} = \frac{H_i}{2\Delta H}. \quad (1.45)$$

Величина в скобках в знаменателе формулы (1.42) может быть названа обобщенной расстройкой ξ , т. е.

$$\xi = 2Q \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 2 \frac{\omega_0}{2\omega_r} \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0}. \quad (1.46)$$

С учетом последней формулы и формулы (1.43) запишем окончательное выражение для χ''

$$\chi'' = \frac{\chi_p''}{1 + \xi^2}. \quad (1.47)$$

Сохраняя в выражении (1.40) только члены первого порядка малости, получаем

$$\chi' = -\frac{\omega_M}{2\omega_r} \frac{2 \frac{\omega_0}{2\omega_r} \frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{1 + \left(2 \frac{\omega_0}{2\omega_r} \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}. \quad (1.48)$$

С учетом формулы (1.46) перепишем (1.48) в виде

$$\chi' = -\chi_p' \frac{\xi}{1 + \xi^2}. \quad (1.49)$$

Формула (1.49) дает правильный знак χ' , если фиксировано постоянное магнитное поле (фиксирована резонансная частота) и изменяется частота воздействующего сигнала. Если же, наоборот, частота сигнала остается неизменной, а меняется резонансная, то, как легко видеть, знак расстройки (теперь уже по магнитному полю) нужно изменить. Тогда выражение для χ'' с учетом расстройки по магнитному полю запишется

$$\chi' = \chi_p'' \frac{\xi_H}{1 + \xi_H^2}, \quad (1.50)$$

где

$$\xi_H = -\xi = 2Q \frac{H - H_p}{H_p} \quad (1.51)$$

(здесь H_p — напряженность постоянного магнитного поля, при которой частота ферромагнитного резонанса совпадает с частотой воздействующего сигнала). На рис. 2 приведена зависимость χ от расстройки по магнитному полю, рассчитанная по формуле (1.50).

Подставляя выражения (1.47) и (1.49) в формулу (1.39), с учетом (1.37) получим удобное выражение для тензора магнитной восприимчивости среды с потерями

$$\overleftrightarrow{\chi} = \frac{\chi_p''}{j - \xi} \overleftrightarrow{I}. \quad (1.52)$$

Следует иметь в виду, что допущения, принятые при выводе данного выражения, позволяют использовать его только применительно к резонаторам с малыми потерями (с высокой добротностью) и при малых расстройках относительно частоты ферромагнитного резонанса. В противном случае следует пользоваться общими выражениями (1.9), (1.34), (1.35).

В заключение запишем формулу для ненагруженной добротности ферритового резонатора. Для этого в формулу (1.45) подставим выражение (1.19) для поля H_i и получим

$$Q_0 = \frac{H_0 - N_z M_0}{2\Delta H}. \quad (1.53)$$

Экспериментальная проверка этой формулы, выполненная Картером и Фламмером [11], показала, что зависимость (1.53) подтверждается.

1. 5. ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ

Так как размеры ферритового резонатора малы по сравнению с длиной волны электромагнитного поля, создающего вынужденные колебания намагниченности резонатора, можно при электродинамическом расчете взаимодействия ферритового резонатора с полем в линии передачи представлять его как магнитный диполь с моментом, комплексная амплитуда которого [92]

$$\mathbf{M}_m = \mu_0 \int_{v_\Phi} m dv, \quad (1.54)$$

где интегрирование ведется по объему ферритового резонатора.

Основному виду колебаний ферритового резонатора — однородной прецессии соответствует однородное распределение магнитного поля и намагниченности по объему резонатора, поэтому при вычислении дипольного момента можно интегрирование по объему заменить умножением на объем резонатора v_Φ

$$\mathbf{M}_m = \mu_0 m v_\Phi. \quad (1.55)$$

Подставляя в последнюю формулу значение m (1.8), получаем

$$\mathbf{M}_m = \mu_0 \frac{\chi_p'' v_\Phi}{j - \xi} \overleftrightarrow{I} \mathbf{h}. \quad (1.56)$$

Выражение (1.38) для тензора \overleftrightarrow{I} было записано в предположении, что намагничивающее поле \mathbf{H}_0 направлено вдоль оси z .

Для случая, когда направление поля \mathbf{H}_0 составляет произвольные углы с осями координат, выполняя стандартные операции поворота осей координат, получаем

$$\overleftrightarrow{I} = \begin{bmatrix} I_{xx} & I_{xy} & I_{xz} \\ I_{yx} & I_{yy} & I_{yz} \\ I_{zx} & I_{zy} & I_{zz} \end{bmatrix}, \quad (1.57)$$

где

$$I_{xx} = 1 - \sin^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2;$$

$$I_{xy} = I_{yx}^* =$$

$$= -\frac{1}{2} \sin 2\alpha_1 \cos \alpha_2 + j \sin \alpha_1 \sin \alpha_2;$$

$$I_{xz} = I_{zx}^* = -\frac{1}{2} \sin^2 \alpha_1 \sin 2\alpha_2 - j \cos \alpha_1; \quad (1.58)$$

$$I_{yy} = \sin^2 \alpha_1;$$

$$I_{yz} = I_{zy}^* = -\frac{1}{2} \sin 2\alpha_1 \sin \alpha_2 + j \sin \alpha_1 \cos \alpha_2;$$

$$I_{zz} = 1 - \sin^2 \alpha_1 \sin^2 \alpha_2,$$

где α_1 — угол между вектором \mathbf{H}_0 и осью y , а α_2 — угол между проекцией вектора \mathbf{H}_0 на плоскость hoz и осью x (рис. 3).

Когда поле \mathbf{H}_0 направлено вдоль оси y , полагая $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$, находим

$$\overleftrightarrow{I} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -j \\ 0 & 0 & 0 \\ j & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (1.59)$$

Если принять $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$, то направление поля \mathbf{H}_0 совпадает с осью z и, как легко убедиться, тензор (1.57) переходит в (1.38).

В реальном ферритовом образце всегда действуют факторы, нарушающие «синхронность» движения системы спиновых магнитных моментов. Синхронность движения спиновых магнитных

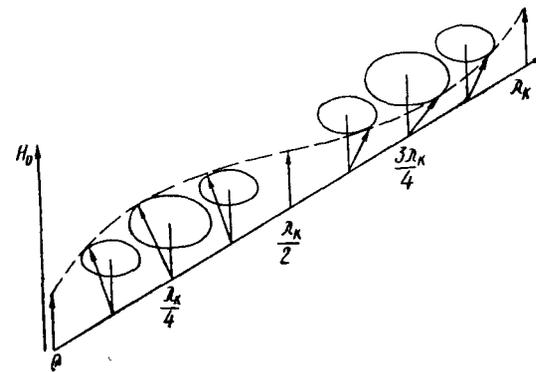


Рис. 4. Стоячая спиновая волна, образованная цепочкой магнитных диполей, прецессирующих с различной амплитудой.

моментов нарушается из-за примесей, дефектов кристалла, шероховатостей поверхности образца и других неоднородностей. Наконец, даже в образце из идеального кристалла с идеальной поверхностью синхронность движения спиновых магнитных моментов нарушается из-за тепловых колебаний кристаллической решетки.

Наличие неоднородностей приводит к местному возмущению спиновых магнитных моментов и оказывает влияние на движение спиновых магнитных моментов вблизи неоднородности. Если бы магнитные моменты не были связаны между собой, то нарушения в движении магнитных моментов были бы локализованы около неоднородности. Однако особенностью ферромагнетиков является сильное обменное и в меньшей степени дипольное взаимодействие магнитных моментов. Взаимодействие приводит к тому, что нарушения в движении магнитных моментов, возникающие вблизи неоднородностей с некоторым запаздыванием (обусловленным упругими свойствами системы взаимодействующих спиновых магнитных моментов), передаются дальше и в среде возникает волновой процесс. Возбуждающиеся при этом волны называют спиновыми (рис. 4). Как говорят, на неоднородностях происходит «рассеяние» однородной прецессии с образованием спиновых волн. По современным представлениям спиновые волны играют чрезвычайно важную роль в процессах преобразования энергии однородной прецессии в тепловые колебания кристаллической

решетки. Наконец из-за параметрического возбуждения спиновых волн при больших амплитудах высокочастотного магнитного поля возникает неустойчивость ферромагнитного резонанса и появляются нелинейные эффекты.

Пороговая амплитуда высокочастотного магнитного поля

Предыдущее рассмотрение резонансных явлений в ферритовом резонаторе основывалось на предположении, что амплитуда высокочастотного магнитного поля много меньше величины постоянного магнитного поля, соответствующей условию резонанса (1.10). При этом допущении уравнение Ландау—Лифшица (1.32), описывающее процессы при ферромагнитном резонансе, можно линеаризовать. Если же допущение $h \ll H_0$ выполняется плохо, то в теории ферромагнитного резонанса нелинейность этого уравнения обязательно должна учитываться [14]. Одним из следствий этой теории является уменьшение резонансной магнитной восприимчивости феррита при больших амплитудах высокочастотного магнитного поля. Однако опытная проверка нелинейной теории дала неожиданные результаты. Деймон [15], а также Бломберген и Уанг [16] обнаружили два аномальных эффекта, которые нельзя было объяснить существовавшей нелинейной теорией: уменьшение резонансной магнитной восприимчивости при амплитудах высокочастотного магнитного поля много меньших, чем это должно быть по нелинейной теории, и появление дополнительного широкого пика поглощения, наблюдавшегося при значениях напряженности постоянного магнитного поля на несколько сотен ампер на сантиметр ниже напряженности магнитного поля, соответствующей основному резонансу.

Оба этих эффекта объяснил Сул [17], построивший приближенную теорию, основанную на предположении о неустойчивости ферромагнитного резонанса, связанной с параметрическим возбуждением спиновых волн. По Сулу, спиновые волны, всегда присутствующие в ферромагнетике из-за тепловых колебаний кристаллической решетки и рассеяния однородной прецессии на объемных и поверхностных неоднородностях, связаны во втором и высших приближениях с однородной прецессией через размагничивающие поля и, в меньшей степени, через обменные поля. При малых высокочастотных сигналах эта связь проявляется слабо, поэтому все спиновые волны и однородную прецессию можно рассматривать изолированно друг от друга. Однако при больших сигналах связь становится существенной и приводит к возрастанию амплитуды спиновых волн за счет энергии однородной прецессии. Возрастание амплитуды спиновых волн задерживается из-за передачи энергии этих волн в решетку. При превышении определенного порогового уровня сигнала инкремент нарастания амплитуды спиновых волн превосходит декремент их

затухания, и возникает неустойчивость, т. е. происходит экспоненциальное возрастание по времени амплитуд спиновых волн, наиболее сильно связанных с однородной прецессией. Поскольку возрастание амплитуд происходит за счет энергии однородной прецессии, угол этой прецессии уменьшается, что внешне выражается в увеличении ширины линии резонансного поглощения однородной прецессии и в уменьшении магнитной восприимчивости при резонансе. При этом говорят, что наступает преждевременное насыщение ферромагнитного резонанса.

Преждевременным оно называется потому, что уменьшение магнитной восприимчивости, связанное с рассмотренными выше эффектами, происходит при уровнях сигнала, значительно ниже того уровня, при котором начинается уменьшение магнитной восприимчивости по нелинейной теории, не учитывающей спиновые волны.

Следует еще отметить, что явления, предсказываемые нелинейной теорией без учета спиновых волн — удвоение частоты, смешение частот, детектирование и т. д., — без сомнения, имеют место и называются стабильными нелинейными явлениями, в отличие от неустойчивых нелинейных явлений, связанных с рассмотренными выше эффектами [14].

При вычислении условий неустойчивости ферромагнитного резонанса Сул исходил из решения уравнения Ландау—Лифшица с учетом спиновых волн и исследовал два случая: когда связь между однородной прецессией и k -ой спиновой волной обусловлена членом первого порядка относительно амплитуды однородной прецессии a_0 и когда связь обусловлена членом второго порядка относительно a_0 (соответственно различают нелинейные явления первого и второго порядка).

Исследование первого случая показывает, что в области частот, удовлетворяющих неравенству

$$\omega > 2(\omega_0 - N_2 \omega_M), \quad (1.60)$$

и при амплитудах высокочастотного магнитного поля, превышающих пороговую величину [6]

$$h_{\text{пор}} = \frac{\Delta H_k}{\omega_M} \sqrt{(\omega - \omega_0)^2 + (\mu_0 \gamma \Delta H)^2} \quad (1.61)$$

(где ΔH_k — полуширина резонансной кривой спиновых волн), возникает неустойчивость, вызванная нарастанием амплитуд спиновых волн с половинной частотой по отношению к частоте однородной прецессии. Это проявляется в появлении дополнительного пика поглощения мощности, который наблюдали Бломберген и Уанг.

Особенно низкая пороговая амплитуда высокочастотного магнитного поля наблюдается при совпадении основного резонанса и дополнительного поглощения в области частот, удовлетворяю-

щих условию

$$\omega < 2N_T \omega_M. \quad (1.62)$$

При этом значение пороговой амплитуды поля вычисляется по формуле [6]

$$h_{\text{пор}} = \frac{\Delta H_k \Delta H}{M_0}. \quad (1.63)$$

Совпадение основного резонанса с дополнительным поглощением проявляется как резкое уменьшение магнитной восприимчивости на частоте основного резонанса при амплитудах поля, превышающих пороговую.

Исследование второго случая показывает, что если амплитуда высокочастотного магнитного поля превысит пороговую величину [6]

$$h_{\text{пор}} = \Delta H \sqrt{\frac{2\Delta H_k}{M_0}}, \quad (1.64)$$

то возникает нестабильность ферромагнитного резонанса, обусловленная нарастанием амплитуд спиновых волн, вырожденных с частотой однородной прецессии. Этот случай называют насыщением основного резонанса.

Следует сделать общее замечание относительно выражений (1.61), (1.63) и (1.64), определяющих величину пороговой амплитуды высокочастотного магнитного поля соответственно для случаев дополнительного резонанса, совпадения основного и дополнительного резонансов и для насыщения основного резонанса. Указанные выражения определяют амплитуду переменного магнитного поля с круговой поляризацией правого вращения в точке, где размещен ферритовый резонатор. Если же поле в этой точке имеет линейную поляризацию, то значения пороговых амплитуд нужно увеличить в два раза, так как только составляющая поля с правым вращением, равная в случае линейной поляризации половине амплитуды высокочастотного магнитного поля, взаимодействует с ферритовым резонатором.

Восприимчивость при амплитудах поля, превышающих пороговое значение

Чтобы изучить поведение ферритового резонатора при амплитудах переменного магнитного поля, превышающих пороговое значение (или короче при запороговых амплитудах поля), необходимо определить, в какое новое стационарное магнитное состояние переходит образец после того, как установятся амплитуды возбужденных спиновых волн.

Процесс установления стационарного состояния можно упрощенно представить следующим образом. Пусть под действием

крутого переднего фронта высокочастотного импульса амплитуда однородной прецессии быстро возрастает и превысит критическое значение. При этом амплитуды некоторых спиновых волн станут нарастать по экспоненциальному закону, однако их нарастание не может продолжаться неограниченно. Спиновые волны отбирают энергию у однородной прецессии и уменьшают ее амплитуду. Поскольку инкремент роста амплитуд спиновых волн про-

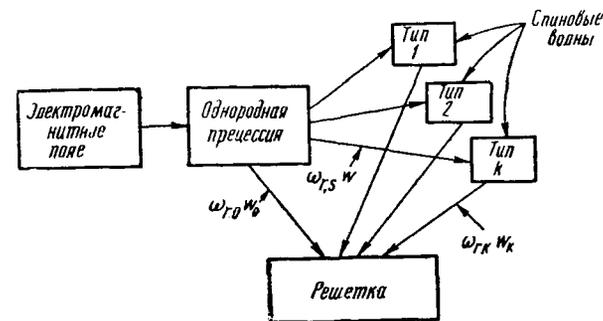


Рис. 5. Схема передачи энергии от однородной прецессии к решетке.

порционален амплитуде однородной прецессии, ее уменьшение в свою очередь замедлит рост амплитуд спиновых волн. Процесс будет продолжаться до тех пор, пока инкремент не станет равным нулю, т. е. установится динамическое равновесие, соответствующее стационарному значению амплитуд спиновых волн и амплитуды однородной прецессии, которая принимает значение, несколько меньшее пороговой величины.

Рассмотрим схему (рис. 5) передачи энергии от однородной прецессии к решетке кристалла [18]. Как видно, энергия может передаваться двумя способами: либо прямо решетке (этот процесс характеризуется частотой релаксации $\omega_{r,0}$), либо через посредство спиновых волн, т. е. вначале энергия однородной прецессии переходит в энергию спиновых волн (процесс, характеризующийся частотой релаксации $\omega_{r,s}$), а затем энергия спиновых волн переходит к решетке (процесс, характеризующийся частотой релаксации $\omega_{r,k}$).

Интересно отметить, что далеко не всегда преобладает способ прямой передачи энергии. Часто бывает, что энергия передается решетке в основном через посредство спиновых волн, образующихся из-за рассеяния однородной прецессии на магнитных неоднородностях в объеме и на поверхности ферритового резонатора.

При отсутствии магнитных неоднородностей (идеальный кристалл) уровень спиновых волн вплоть до порога определяется только тепловым возбуждением и преобладает прямая передача энергии от однородной прецессии к решетке кристалла. Этот случай можно распространить и на неидеальные кристаллы, если

рассматривать нелинейные явления первого порядка, поскольку однородная прецессия рассеивается на неоднородностях с образованием спиновых волн, вырожденных с частотой однородной прецессии. На нелинейные явления первого порядка эти волны влияние не оказывают, так как основное значение для нелинейных явлений первого порядка имеют волны с половинной частотой по отношению к частоте однородной прецессии [19].

Анализ этого случая показывает, что отношение магнитных восприимчивостей выше и ниже порога ($P/P_{\text{пор}} = h^2/h_{\text{пор}}^2$)

$$\frac{\chi''(h)}{\chi''(0)} = \frac{1}{\Delta H} \frac{P_{\text{пор}}}{P} \sqrt{(\Delta H)^2 \frac{P_{\text{пор}}}{P} + \frac{(\omega_0 - \omega)^2}{(\mu_0 \gamma)^2} \left(\frac{P}{P_{\text{пор}}} - 1 \right)}. \quad (1.65)$$

Если $\omega = \omega_0$, то выражение (1.65) принимает вид

$$\frac{\chi''_p(h)}{\chi''_p(0)} = \sqrt{\frac{P_{\text{пор}}}{P}}. \quad (1.66)$$

Последняя формула определяет поведение восприимчивости феррита при заповоротных уровнях мощности в случаях совпадения основного и дополнительного резонансов или насыщения основного резонанса, если кристалл феррита не содержит магнитных неоднородностей.

Поведение восприимчивости феррита, содержащего магнитные неоднородности, при насыщении основного резонанса рассмотрено в работе Шлемана и других [19], а также Сула [20].

Сул ввел в уравнения члены, учитывающие связь на неоднородностях между спиновыми волнами и однородной прецессией. Полученное из этих уравнений выражение для диссипативной части магнитной восприимчивости при резонансе имеет вид

$$\frac{\chi''_p(h)}{\chi''_p(0)} = \frac{\frac{\omega_{r0}}{\omega_{rs}} + 1}{\frac{\omega_{r0}}{\omega_{rs}} + \left\{ 1 - \left[\frac{\chi''_p(h)}{\chi''_p(0)} \right]^4 \left(\frac{P}{P_{\text{пор}}} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}}}. \quad (1.67)$$

В этом уравнении параметром, который характеризует передачу энергии решетке прямо или через посредство спиновых волн, является отношение $\frac{\omega_{r0}}{\omega_{rs}}$. Если это отношение стремится к бесконечности, то почти вся энергия передается решетке по прямому пути и только пренебрежимо малая часть энергии передается через посредство спиновых волн, возникающих за счет тепловых колебаний решетки кристалла. Такая ситуация имеет место только для идеального кристалла, не содержащего магнитных неоднородностей; следовательно, выражение (1.67) должно переходить при $\frac{\omega_{r0}}{\omega_{rs}} \rightarrow \infty$, стремящемся к бесконечности, в выражение (1.66), что и имеет место на самом деле.

Если взять другой крайний случай, когда отношение $\frac{\omega_{r0}}{\omega_{rs}}$ стремится к нулю, то подавляющая часть энергии однородной прецессии передается решетке через посредство спиновых волн, что является признаком присутствия в кристалле феррита магнитных неоднородностей, сильно связывающих однородную прецессию с этими волнами.

При $\frac{\omega_{r0}}{\omega_{rs}} = 0$ выражение (1.67) приводится к виду

$$\frac{\chi''_p(h)}{\chi''_p(0)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{P_{\text{пор}}}{P} \left(\sqrt{1 + 4 \left(\frac{P}{P_{\text{пор}}} \right)^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.68)$$

Кривые, отражающие поведение магнитной восприимчивости в зависимости от уровня сигнала, представлены на рис. 6. Кривые рассчитывались по формулам (1.66) и (1.68), что соответствует крайним случаям $\frac{\omega_{r0}}{\omega_{rs}} \rightarrow \infty$ и $\frac{\omega_{r0}}{\omega_{rs}} = 0$.

Как видно из рисунка, восприимчивость феррита, не содержащего магнитных неоднородностей, остается постоянной вплоть до порогового уровня сигнала, а затем уменьшается по закону $\frac{1}{h}$.

(Эта же кривая отражает поведение восприимчивости феррита с неоднородностями для случая совпадения основного и дополнительного резонансов). Иначе ведет себя восприимчивость при резонансе феррита с неоднородностями. Кривая восприимчивости в этом случае вообще не имеет плоского участка: восприимчивость начинает уменьшаться сразу же после появления сигнала, причем в точке, соответствующей пороговой амплитуде поля, кривая не имеет излома или другой особенности, так что $h_{\text{пор}}$ здесь просто параметр шкалы [20]. И действительно: так как рассеяние однородной прецессии на неоднородностях с образованием спиновых волн не связано с достижением какой-то определенной амплитуды поля и имеет место при любом уровне сигнала, то для феррита с неоднородностями, строго говоря, линейного режима не существует. Однако следует отметить, что кривые восприимчивости для реально используемых высокочастотных кристаллов феррита, содержащих малое количество

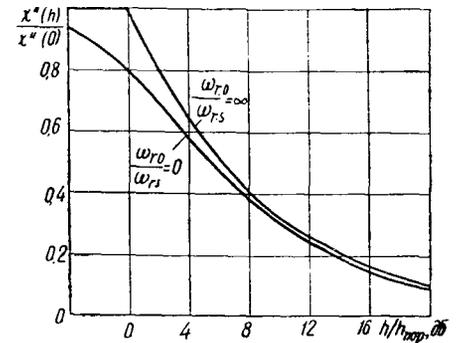


Рис. 6. Зависимость относительной магнитной восприимчивости при резонансе от амплитуды высокочастотного магнитного поля.

неоднородностей, скорее приближаются к случаю $\frac{\omega_{r0}}{\omega_{rs}} \rightarrow \infty$, так что на реальной кривой практически можно выделить плоский и падающий участки, хотя порог и является «размазанным». Это вызывает определенные трудности и произвол в определении пороговой амплитуды поля. Тем не менее наличие характерных участков на кривой восприимчивости позволяет говорить о линейном и нелинейном режимах работы ферритового резонатора.

1. 7. ПРИМЕНЯЕМЫЕ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛЫ

При выборе ферритового резонатора важно знать его магнитную восприимчивость при резонансе χ_p'' . Выше была получена формула (1.43) для χ_p'' , которая с учетом соотношений (1.7) и (1.44) может быть записана следующим образом:

$$\chi_p'' = M_0/2\Delta H. \quad (1.69)$$

Намагниченность насыщения M_0 и ширина резонансной кривой $2\Delta H$, таким образом, являются важными параметрами, определяющими выбор ферритового материала для изготовления резонатора.

В литературе по ферритам и ферромагнитному резонансу значения намагниченности насыщения и ширины резонансной кривой чаще всего приводятся в единицах гауссовой системы, а магнитная восприимчивость при резонансе вычисляется по формуле

$$\chi_p'' = 4\pi M_0/2\Delta H, \quad (1.70)$$

где величина $4\pi M_0$ дается в гауссах, а $2\Delta H$ — в эрстедах.

Для изготовления высокочастотных ферритовых резонаторов в основном используют монокристаллы ферритов, так как пористость поликристаллических ферритов приводит к значительно большей ширине резонансной кривой, чем у монокристаллов того же феррита. Увеличивает ширину резонансной кривой также наличие в феррите некоторых редкоземельных примесей, поэтому для изготовления образцов с узкой резонансной кривой необходимо брать очень чистые исходные материалы.

Большую роль в расширении резонансной кривой играют спиновые волны. Они отбирают энергию у однородной прецессии и тем самым увеличивают ее затухание. Так как центрами возбуждения спиновых волн являются объемные и поверхностные неоднородности, то наиболее узкую резонансную кривую имеют резонаторы с гладкой поверхностью, изготовленные из монокристаллов, имеющих минимальное количество дефектов и посторонних включений. Ле Кроу, Спенсер и Портер показали [21], что при тщательной полировке поверхности сферического резонатора абразивом, имеющим средний размер зерна 2 мкм, можно получить резонансную кривую в 20 раз более узкую, чем при полировке поверхности абразивом с размером зерна 40 мкм.

Рассмотрим кратко свойства основных материалов, применяемых для изготовления ферритовых резонаторов.

Иттриевый феррит-гранат. Монокристаллы железо-иттриевого феррита (химическая формула $Y_3Fe_5O_{12}$) имеют структуру граната. Кристаллическая решетка имеет кубическую симметрию, и атомы железа расположены в двух магнитных подрешетках с антипараллельными направлениями намагниченности. (Такие материалы называют ферримагнитными).

Резонаторы из монокристаллов железо-иттриевого феррит-граната (ЖИГ) характеризуются самой узкой резонансной кривой; ширина кривой лучших образцов примерно 16 а/м, или 0,2 э при комнатной температуре.

Минимальная частота, при которой резонансное значение поля достаточно для насыщения феррита и которую можно назвать частотой отсечки, определяется намагниченностью насыщения и размагничивающим факторами, и для сферического резонатора из ЖИГ составляет величину 1630 Мгц.

Иттрий-галлиевый феррит-гранат. Если атомы железа в одной из магнитных подрешеток ЖИГ заместить атомами галлия (путем добавления в желательной пропорции окиси галлия в исходные материалы), то это приведет к «разжижению» магнитной подрешетки и соответствующему уменьшению намагниченности насыщения.

Химическая формула иттрий-галлиевого феррит-граната $(Y-Ga)Y_3F_{5-x}Ga_xO_{12}$, где x — фактор, показывающий величину замещения. При возрастании x в интервале 0 ÷ 1 происходит следующее [23]:

1) намагниченность насыщения $4\pi M_0$ (в гауссах) уменьшается приблизительно линейно от 1750 гс для $x=0$ до 500 гс для $x=1$. Соответственно частота отсечки сферического резонатора уменьшается от 1630 Мгц до 470 Мгц;

2) ширина резонансной кривой увеличивается вследствие уменьшения чистоты исходного материала;

3) поле кристаллографической анизотропии возрастает, в связи с чем требуется более высокая точность ориентации сферического резонатора для исключения температурной зависимости резонансной частоты.

Кальций-висмут-ванадиевый феррит-гранат. Этот феррит $(Ca-Bi-V)$ имеет химическую формулу $Bi_{3-2x}Ca_{2x}Fe_{5-x}V_xO_{12}$. При уменьшении фактора x намагниченность насыщения уменьшается, а ширина резонансной кривой возрастает. Типичное значение намагниченности насыщения $4\pi M_0=620$ гс, что соответствует частоте отсечки сферического резонатора 580 Мгц. По магнитным характеристикам этот феррит близок к ферриту $Y-Ga$.

Литиевый феррит. Монокристалл литиевого феррита (химическая формула $Li_{0,5}Fe_{2,5}O_4$) имеет структуру шпинели. Литиевый феррит характеризуется высокой намагниченностью насыщения

$4\pi M_0 = 3900$ гс и сравнительно большой шириной резонансной кривой. Типичное значение $2\Delta H = 5$ э. Отличительной его особенностью является низкое удельное сопротивление порядка 10^3 ом/см. Таким образом, для литиевого феррита помимо магнитных потерь существенное значение имеют потери за счет токов проводимости.

1. 8. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Температурная зависимость характеристик ферритового резонатора определяется зависимостью от температуры намагниченности насыщения и ширины резонансной кривой.

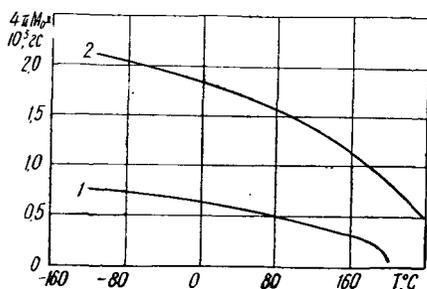


Рис. 7. Зависимости намагниченности насыщения от температуры для кальций-висмут-ванадиевого феррита (кривая 1) и для железо-иттриевого феррита (кривая 2).

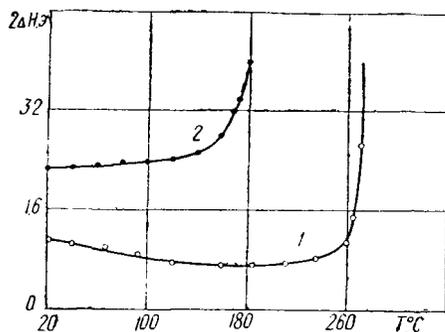


Рис. 8. Зависимости ширины резонансной кривой от температуры для сферических резонаторов из железо-иттриевого феррита (кривая 1) и кальций-висмут-ванадиевого феррита (кривая 2). Измерения проведены на частоте 9,0 Гц.

Обычно феррит характеризуют намагниченностью насыщения при комнатной температуре. При повышении температуры намагниченность насыщения падает и при определенной температуре, называемой температурой Кюри T_K , становится равной нулю. Температура Кюри является важным параметром феррита, так как определяет его способность работать при высоких температурах.

На рис. 7 показаны типичные температурные зависимости намагниченности насыщения для феррита ЖИГ (кривая 2) и для феррита Са—Ві—V (кривая 1). Феррит ЖИГ имеет $T_K = 290^\circ \text{C}$, а феррит Са—Ві—V — $T_K = 220^\circ \text{C}$.

Заметим, что уменьшение намагниченности насыщения при увеличении температуры можно использовать для снижения ча-

стоты отсечки резонатора. Однако этот метод связан с некоторыми неудобствами конструктивного характера, поскольку придется поддерживать температуру ферритового резонатора порядка 150°C .

Результаты экспериментального исследования температурной зависимости ширины резонансной кривой приведены на рис. 8. Измерения выполнялись на сферических резонаторах из монокристалла феррита ЖИГ (кривая 1) и монокристалла феррита Са—Ві—V (кривая 2). Как видно, ширина кривой мало изменяется в широком интервале температур и резко возрастает вблизи температуры Кюри. При приближении к температуре Кюри (см. рис. 7) намагниченность насыщения стремится к нулю, тогда в соответствии с формулой (1.69) магнитная восприимчивость при резонансе должна вблизи температуры Кюри быстро уменьшаться. Так как компонента χ'' является диссипативной частью магнитной восприимчивости и определяет потери в феррите, можно сделать заключение, что вблизи температуры Кюри поглощающая способность феррита падает. Этим объясняется способность феррита к самозащите от тепловых перегрузок из-за нагрева поглощенной мощностью.

1. 9. ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

При применениях важно знать параметры ферритовых резонаторов в широком диапазоне частот. В первую очередь представляют интерес частотные характеристики собственной доброт-

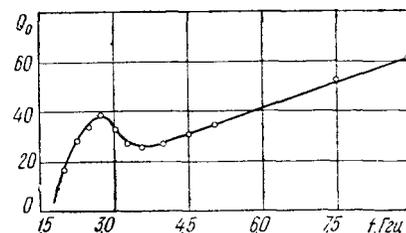


Рис. 9. Частотная зависимость собственной добротности сферического резонатора из железо-иттриевого феррита.

ности ферритового резонатора и его магнитной восприимчивости при резонансе. Они определяются зависимостью от частоты ширины резонансной кривой ферритового резонатора.

Частотная характеристика собственной добротности сферического резонатора из монокристалла ЖИГ показана на рис. 9. Начиная с частоты отсечки, добротность ферритового резонатора вначале быстро увеличивается, а затем вблизи частоты 3,5 Гц имеет минимум; и в дальнейшем увеличивается незначительно вплоть до частот, соответствующих трехсантиметровому диапазону. Как показали исследования [24], в интервале от частот, соответствующих трехсантиметровому диапазону, до частот, соответствующих миллиметровому диапазону, собственная добротность резонатора остается практически неизменной. Особенности

частотной характеристики добротности ферритового резонатора в диапазоне $2 \div 4$ Гц обусловлены влиянием на ширину резонансной кривой резонатора спиновых волн, вырожденных с однородной прецессией [25].

Частота отсечки ферритового резонатора — это частота, при которой добротность резонатора уменьшается до нуля. Из выражения (1.53) для собственной добротности ферритового резонатора следует, что эта частота определяется соотношением

$$\omega_0 = N_z \omega_M, \quad (1.71)$$

где N_z — размагничивающий фактор в направлении постоянного магнитного поля. Практически имеет смысл использовать резонатор, начиная с частоты несколько более высокой, чем частота отсечки.

Учитывая зависимость частоты отсечки от N_z , можно при заданной величине ω_M выбором формы резонатора в значительных пределах изменять частоту отсечки. Так, например, ферритовый резонатор в виде нормально намагниченного диска, выполненный из феррита ЖИГ, при отношении диаметра к толщине 10 : 1 может работать на частотах вплоть до 500 МГц, тогда как частота отсечки сферического резонатора из того же феррита 1630 МГц. Однако изготовление несферических резонаторов затруднительно, а их резонансная частота зависит от намагниченности насыщения и, следовательно, от температуры. По этой причине несферические резонаторы применяются ограниченно.

2. 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ

Работа диэлектрического резонатора основана на принципе объемного резонанса электромагнитной волны внутри используемого образца диэлектрика [27—34]. Из теории электромагнитного поля известно, что идеальный объемный резонатор представляет собой пространство, которое ограничено поверхностями, обеспечивающими полное отражение электромагнитных волн. В полых металлических резонаторах отражающими являются проводящие поверхности (так называемые «электрические» стенки), и граничные условия имеют вид

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (2.1)$$

где \mathbf{n} — вектор, перпендикулярный к граничной поверхности; \mathbf{E} и \mathbf{H} — векторы напряженности электрического и магнитного полей.

Для диэлектрического резонатора отражающей поверхностью является граница раздела воздуха и диэлектрика (или так называемые «магнитные» стенки). Известно, что граница раздела воздуха и диэлектрика отражает электромагнитные волны в случае, когда угол падения превышает критическое значение

$$\Theta_{кр} = \arcsin \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}, \quad (2.2)$$

где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость. Если диэлектрическая проницаемость образца велика, то электрические и магнитные поля в основном ограничены внутри образца, и вне его границ уменьшаются до пренебрежимо малых величин на расстояниях, малых по сравнению с длиной волны в свободном пространстве. Наличие внешнего поля является одной из особенностей диэлектрического резонатора, однако в первом приближении, при больших значениях диэлектрической проницаемости образца, можно считать, что граничные условия диэлектрического резонатора являются дуальными по отношению к полному металлическому резонатору, т. е.

$$\mathbf{n} \times \mathbf{H} = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (2.3)$$

Соотношения для составляющих электромагнитного поля в СВЧ-резонаторах обычно получают решением уравнений Максвелла при соответствующих граничных условиях. При гармоническом изменении поля во времени связь между векторами электрического и магнитного поля описывается уравнениями

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \mathbf{H}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = j\omega\epsilon_0 \mathbf{E}, \quad (2.4)$$

где ω — круговая частота; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума; μ — магнитная проницаемость среды; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

В общем случае анизотропной среды решение уравнений Максвелла (2.4) с граничными условиями (2.3) затруднительно. Задачу можно существенно упростить, положив, что тензор диэлектрической проницаемости является диагональным и оптическая ось кристалла совпадает по направлению с продольной осью резонатора и осью z системы координат [34].

Наличие анизотропии кристалла приводит к некоторым особенностям анализа электродинамических свойств диэлектрического резонатора. Поэтому при решении задачи о собственных колебаниях такого анизотропного резонатора сначала рассмотрим вопрос о типах электромагнитных волн в анизотропном диэлектрическом стержне, боковые стенки которого являются идеальными «магнитными» стенками¹. Затем распространим полученные решения на случай диэлектрического резонатора, представляющего собой отрезок такого анизотропного диэлектрического стержня при соответствующих граничных условиях на его торцовых стенках.

Естественно, что предположение об идеальных «магнитных» стенках накладывает ограничение на практическую применимость получаемых результатов только для случая, когда эффект полного внутреннего отражения является определяющим и электромагнитное поле полностью сосредоточено в образце. Несмотря на принципиальную ограниченность получаемых таким образом результатов, они используются в большинстве работ по диэлектрическим резонаторам и представляют практический интерес, поскольку могут служить основой для простого инженерного расчета СВЧ-устройств.

2. 2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В АНИЗОТРОПНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СТЕРЖНЕ С «МАГНИТНЫМИ» БОКОВЫМИ СТЕНКАМИ

При анализе воспользуемся обобщенной цилиндрической системой координат ξ, η, z (рис. 10). Ее криволинейные координаты ξ, η лежат в плоскости, перпендикулярной продольной оси z .

¹ Строгому решению задачи об электромагнитных волнах в изотропных диэлектрических стержнях посвящен ряд работ, например [35].

Амплитуды векторов поля в образце в общем случае зависят от поперечных координат ξ, η , а фазы — от продольной координаты z . Пренебрегая потерями, векторы поля можно представить в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m(\xi, \eta) e^{j(\omega t - \beta_z z)}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_m(\xi, \eta) e^{j(\omega t - \beta_z z)},$$

где β_z — продольное волновое число.

Подставив (2.5) в уравнения Максвелла и разложив векторы по ортам обобщенно-цилиндрической системы координат, получим

$$\frac{\partial E_z}{\partial \eta} + j\beta_z h_\eta E_\eta = -j\omega\mu_0 h_\eta H_\xi; \quad (2.6)$$

$$j\beta_z h_\xi E_\xi + \frac{\partial E_z}{\partial \xi} = j\omega\mu_0 h_\xi H_\eta; \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial h_\eta E_\eta}{\partial \xi} - \frac{\partial h_\xi E_\xi}{\partial \eta} = -j\omega\mu_0 h_\xi h_\eta H_z; \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial \eta} + j\beta_z h_\eta H_\eta = j\omega\epsilon_0 \epsilon_\eta h_\eta E_\xi; \quad (2.9)$$

$$j\beta_z h_\xi H_\xi + \frac{\partial H_z}{\partial \xi} = -j\omega\epsilon_0 \epsilon_\xi h_\xi E_\eta; \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial h_\eta H_\eta}{\partial \xi} - \frac{\partial h_\xi H_\xi}{\partial \eta} = j\omega\epsilon_0 \epsilon_z h_\xi h_\eta E_z, \quad (2.11)$$

где h_ξ, h_η — коэффициенты Лямэ; $\epsilon_\xi, \epsilon_\eta, \epsilon_z$ — составляющие диагонального тензора

$$\epsilon = \begin{vmatrix} \epsilon_\xi & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_\eta & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{vmatrix}. \quad (2.12)$$

Пользуясь уравнениями (2.6) — (2.11), выразим поперечные компоненты поля через продольные

$$E_\xi = a_{11} \frac{1}{h_\xi} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} + a_{12} \frac{1}{h_\eta} \frac{\partial H_z}{\partial \eta}; \quad (2.13)$$

$$E_\eta = a_{21} \frac{1}{h_\eta} \frac{\partial E_z}{\partial \eta} + a_{22} \frac{1}{h_\xi} \frac{\partial H_z}{\partial \xi}; \quad (2.14)$$

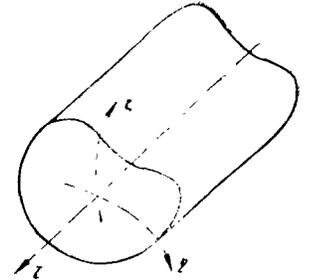


Рис. 10. Анизотропный диэлектрический стержень ($\epsilon, \mu=1$) в обобщенной цилиндрической системе координат.

$$H_{\xi} = a_{31} \frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial E_z}{\partial \eta} + a_{32} \frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial H_z}{\partial \xi}; \quad (2.15)$$

$$H_{\eta} = a_{41} \frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} + a_{42} \frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial H_z}{\partial \eta}, \quad (2.16)$$

где

$$a_{11} = -j\beta_z (\beta_0^2 \varepsilon_{\xi} - \beta_z^2)^{-1};$$

$$a_{12} = -j\omega \mu_0 (\beta_0^2 \varepsilon_{\eta} - \beta_z^2)^{-1};$$

$$a_{21} = -j\beta_z (\beta_0^2 \varepsilon_{\eta} - \beta_z^2)^{-1};$$

$$a_{22} = j\omega \mu_0 (\beta_0^2 \varepsilon_{\eta} - \beta_z^2)^{-1};$$

$$a_{31} = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{\eta} (\beta_0^2 \varepsilon_{\eta} - \beta_z^2)^{-1};$$

$$a_{32} = -j\beta_z (\beta_0^2 \varepsilon_{\eta} - \beta_z^2)^{-1};$$

$$a_{41} = -j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{\xi} (\beta_0^2 \varepsilon_{\xi} - \beta_z^2)^{-1};$$

$$a_{42} = -j\beta_z (\beta_0^2 \varepsilon_{\xi} - \beta_z^2)^{-1};$$

$$\beta_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}.$$

Подставляя (2.13) — (2.16) в уравнения (2.8) и (2.11), получим

$$a_{21} h_{\eta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial E_z}{\partial \eta} \right) + a_{22} h_{\eta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right) - a_{11} h_{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} \right) - a_{12} h_{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial H_z}{\partial \eta} \right) = -j\omega \mu_0 h_{\xi} h_{\eta} H_z; \quad (2.17)$$

$$a_{41} h_{\eta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} \right) + a_{42} h_{\eta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial H_z}{\partial \eta} \right) - a_{31} h_{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} \right) - a_{32} h_{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right) = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z h_{\xi} h_{\eta} E_z. \quad (2.18)$$

Как видно, поперечные компоненты поля могут существовать при $H_z=0$ или при $E_z=0$. В первом случае волны называются электрическими, во втором — магнитными. Полагая $E_z=0$ в (2.17) и (2.18), имеем

$$a_{22} h_{\eta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right) - a_{12} h_{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial H_z}{\partial \eta} \right) = -j\omega \mu_0 h_{\xi} h_{\eta} H_z; \quad (2.19)$$

$$a_{42} h_{\eta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial H_z}{\partial \eta} \right) - a_{32} h_{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right) = 0. \quad (2.20)$$

Аналогично, положив $H_z=0$ (в 2.17) и (2.18), получим

$$a_{41} h_{\eta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} \right) - a_{31} h_{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} \right) = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z h_{\xi} h_{\eta} E_z; \quad (2.21)$$

$$a_{21} h_{\eta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial E_z}{\partial \eta} \right) - a_{11} h_{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} \right) = 0. \quad (2.22)$$

Таким образом, чистые E - и H -типы волн могут существовать в случаях, когда $a_{42}=a_{32}$ и $a_{21}=a_{11}$, т. е. $\varepsilon_{\xi}=\varepsilon_{\eta}=\varepsilon_{\perp}$ [34]. Ограничимся в дальнейшем этим случаем анизотропии, когда в поперечном сечении образец можно рассматривать как изотропный с диэлектрической проницаемостью ε_{\perp} , а вдоль оси z он имеет диэлектрическую проницаемость ε_{\parallel} .

Уравнения (2.19) и (2.20) характеризуют волновой характер распространения электромагнитной энергии в диэлектрическом образце. При этом определение структуры поля сводится к интегрированию этих уравнений. Постоянные интегрирования определяются граничными условиями на боковых стенках диэлектрического образца.

Рассмотрим вопрос о H - и E -типах волн в диэлектрическом образце с «магнитными» боковыми стенками отдельно для прямоугольного и цилиндрического стержней.

При исследовании прямоугольного диэлектрического образца используем декартову систему координат. Обозначим боковые стенки образца буквами A , B и расположим оси координат, как показано на рис. 11. Волновое уравнение (2.19) для продольной составляющей поля магнитных волн после перехода к новой системе, в которой

$$h_{\xi} = h_{\eta} = 1, \quad \xi \rightarrow x, \quad \eta \rightarrow y, \quad (2.23)$$

имеет вид

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} = -\beta^2 H_z, \quad (2.24)$$

где β — поперечное волновое число, которое связано с продольным волновым числом β_z соотношением $\beta = \sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_{\perp} - \beta_z^2}$. Решая уравнение (2.24) методом разделения переменных аналогично [43] при граничных условиях (2.3), можно получить выражения для составляющих электромагнитного поля нечетных H -волн диэлектрического стержня

$$H_{mz} = H_0 \cos \beta_x x \cos \beta_y y;$$

$$H_{mx} = j \frac{\beta_x \beta_z}{\beta^2} H_0 \sin \beta_x x \cos \beta_y y;$$

$$H_{my} = j \frac{\beta_y \beta_z}{\beta^2} H_0 \cos \beta_x x \sin \beta_y y; \quad (2.25)$$

$$E_{mx} = j \frac{\omega \mu_0 \beta_y}{\beta^2} H_0 \cos \beta_x x \sin \beta_y y;$$

$$E_{my} = -j \frac{\omega \mu_0 \beta_x}{\beta^2} H_0 \sin \beta_x x \cos \beta_y y,$$

где $\beta_x = \frac{m\pi}{A}$, $\beta_y = \frac{n\pi}{B}$ — поперечные волновые числа; m, n — целые числа; H_0 — постоянная, определяющая амплитуду поля. В этих и

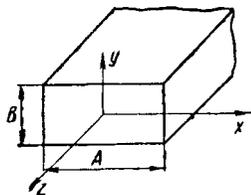


Рис. 11. Прямоугольный диэлектрический стержень.

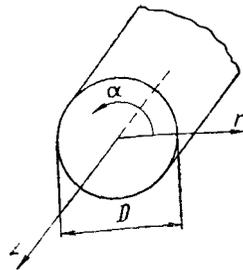


Рис. 12. Цилиндрический диэлектрический стержень.

последующих уравнениях для составляющих поля в стержне опущен множитель $e^{j(\omega t - \beta z)}$, характеризующий волну, распространяющуюся в направлении $+z$ с фазовой постоянной, равной β_z .

Уравнение (2.21) для продольной составляющей поля электрических волн с учетом (2.23) имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} = -\beta^2 E_z, \quad (2.26)$$

где $\beta = \sqrt{\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} (\beta_0^2 \epsilon_{\perp} - \beta_z^2)}$ — поперечное волновое число, которое отличается от поперечного волнового числа H -волн из-за анизотропии диэлектрического стержня ($\epsilon_{\parallel} \neq \epsilon_{\perp}$). Решение этого уравнения при граничных условиях (2.3) приводит к выражениям для составляющих электромагнитного поля четных E -волн анизотропного диэлектрического стержня

$$E_{mz} = E_0 \sin \beta_x x \sin \beta_y y;$$

$$E_{mx} = -j \frac{\beta_x \beta_z}{\beta^2} E_0 \cos \beta_x x \sin \beta_y y;$$

$$E_{my} = -j \frac{\beta_y \beta_z}{\beta^2} E_0 \sin \beta_x x \cos \beta_y y; \quad (2.27)$$

$$H_{mx} = +j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{\perp}}{\beta^2} E_0 \sin \beta_x x \cos \beta_y y;$$

$$H_{my} = -j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{\perp}}{\beta^2} E_0 \cos \beta_x x \sin \beta_y y,$$

здесь E_0 — амплитуда поля.

При исследовании цилиндрического диэлектрического образца удобно использовать цилиндрическую систему координат. Обозначим диаметр стержня через D и расположим оси координат, как показано на рис. 12.

Уравнение для продольной составляющей поля (2.19) магнитных волн в цилиндрической системе координат с учетом того, что

$$h_{\xi} = 1, \quad h_{\eta} = r, \quad \xi \rightarrow r, \quad \eta \rightarrow \alpha, \quad (2.28)$$

приводится к виду

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \alpha} \right) = -\beta^2 H_z, \quad (2.29)$$

где поперечное волновое число, как и раньше, связано с продольным волновым числом соотношением $\beta = \sqrt{\beta_0^2 \epsilon_{\perp} - \beta_z^2}$.

Решение уравнения (2.29) аналогично [44] при граничных условиях (2.3) с последующим использованием (2.13) — (2.16) приводит к выражениям для составляющих электромагнитного поля H -волн цилиндрического стержня

$$H_{mz} = H_0 J_n(\beta r) \cos n\alpha;$$

$$H_{mr} = -j \frac{\beta_z}{\beta} H_0 J'_n(\beta r) \cos n\alpha;$$

$$H_{m\alpha} = j \frac{\beta_z n}{r \beta^2} H_0 J_n(\beta r) \sin n\alpha; \quad (2.30)$$

$$E_{mr} = j \frac{\omega \mu_0 n}{r \beta^2} H_0 J_n(\beta r) \sin n\alpha;$$

$$E_{m\alpha} = j \frac{\omega \mu_0}{\beta} H_0 J'_n(\beta r) \cos n\alpha,$$

где $J_n(\beta r)$ — функция Бесселя n -го порядка, а поперечное волновое число определяется соотношением $\beta = \frac{2B_{nm}}{D}$; B_{nm} — корни уравнения $J_n\left(\frac{\beta D}{2}\right) = 0$; сочетание nm определяет тип H -поля в цилиндрическом стержне.

Уравнение (2.21) для продольной составляющей поля электрических волн в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \alpha} \right) = -\beta^2 E_z, \quad (2.31)$$

где

$$\beta = \sqrt{\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} (\beta_0^2 \epsilon_{\perp} - \beta_z^2)}.$$

Из решения этого уравнения аналогично находятся составляющие электромагнитного поля цилиндрического стержня

$$\begin{aligned} E_{mz} &= E_0 I_n(\beta r) \cos n\alpha; \\ E_{mr} &= -j \frac{\beta_z}{\beta} E_0 I_n'(\beta r) \cos n\alpha; \\ E_{m\alpha} &= j \frac{n\beta_z}{r\beta^2} E_0 I_n(\beta r) \sin n\alpha; \\ H_{mr} &= -j \frac{\omega\epsilon_0\epsilon_{\perp} n}{r\beta^2} E_0 I_n(\beta r) \sin n\alpha; \\ H_{m\alpha} &= -j \frac{\omega\epsilon_0\epsilon_{\perp}}{\beta} E_0 I_n'(\beta r) \cos n\alpha; \end{aligned} \quad (2.32)$$

где поперечное волновое число $\beta = \frac{2A_{nm}}{D}$; A_{nm} — корни уравнения $I_n'(\frac{\beta D}{2}) = 0$; сочетание nm определяет тип E -волн в стержне.

2.3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Удовлетворительную для практических целей точность расчета параметров диэлектрического резонатора получают обычно при следующих приближенных граничных условиях. Полностью отражающими являются только боковые стенки плоского диэлектрического резонатора, а электромагнитная энергия проникает через торцовые стенки резонатора (рис. 13). При этом предполагается, что поле внутри резонатора изменяется по синусоидальному закону, а вне резонатора затухает по экспоненциальному закону [29]. В этом приближении при описании структуры поля диэлектрического резонатора можно использовать составляющие поля в диэлектрических стержнях с идеально «магнитными» боковыми стенками. Виды колебаний диэлектрического резонатора при этом обозначаются индексами $m\delta$, где δ — часть полуволны внутри резонатора вдоль оси z .

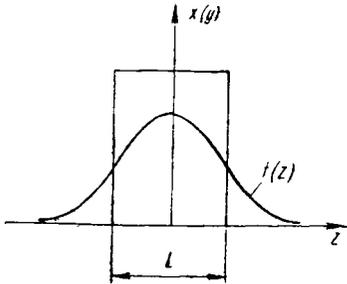


Рис. 13. Конфигурация поля вдоль продольной оси диэлектрического резонатора.

но использовать составляющие поля в диэлектрических стержнях с идеально «магнитными» боковыми стенками. Виды колебаний диэлектрического резонатора при этом обозначаются индексами $m\delta$, где δ — часть полуволны внутри резонатора вдоль оси z .

Получим соотношения для составляющих поля при колебаниях H -вида в прямоугольном диэлектрическом резонаторе [34]. Поскольку граничные условия в плоскостях xoz и yoz не изменились по сравнению со случаем диэлектрического стержня с «магнитными» боковыми стенками, то составляющие электрического поля внутри резонатора можно представить в виде

$$\begin{aligned} E_x &= A_x(z) \cos \beta_x x \sin \beta_y y; \\ E_y &= A_y(z) \sin \beta_x x \cos \beta_y y. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Подставив эти выражения в уравнения Максвелла, получим

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A_x}{dz^2} + (\beta_0^2 \epsilon_{\perp} - \beta_y^2) A_x + \beta_x \beta_y A_y &= 0; \\ \frac{d^2 A_y}{dz^2} + (\beta_0^2 \epsilon_{\perp} - \beta_x^2) A_y + \beta_x \beta_y A_x &= 0; \\ \beta_x \frac{dA_x}{dz} &= -\beta_y \frac{dA_y}{dz}. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Решение этой системы можно представить в виде

$$A_x = C_1 e^{j\beta_z z}, \quad A_y = C_2 e^{j\beta_z z}, \quad (2.35)$$

где C_1 и C_2 — постоянные.

Подставляя (2.35) в (2.34), получим

$$\begin{aligned} -\beta_z^2 C_1 + (\beta_0^2 \epsilon_{\perp} - \beta_y^2) C_1 + \beta_x \beta_y C_2 &= 0; \\ -\beta_z^2 C_2 + (\beta_0^2 \epsilon_{\perp} - \beta_x^2) C_2 + \beta_x \beta_y C_1 &= 0; \\ \beta_x \beta_z C_1 &= -\beta_y \beta_z C_2, \end{aligned} \quad (2.36)$$

откуда

$$\beta_z^2 = -(\beta_x^2 + \beta_y^2) + \beta_0^2 \epsilon_{\perp}. \quad (2.37)$$

Поле вне резонатора должно быть таким, чтобы внутренние и внешние поля совпадали на плоскости раздела при $z = \pm \frac{L}{2}$, L — толщина резонатора. Таким образом, поля вне резонатора можно записать в виде

$$\begin{aligned} E_{x0} &= B_x(z) \cos \beta_x x \sin \beta_y y; \\ E_{y0} &= B_y(z) \sin \beta_x x \cos \beta_y y. \end{aligned} \quad (2.38)$$

Решая аналогично, получим

$$B_x(z) = D_1 e^{\pm \beta_{0z} z}, B_y(z) = D_2 e^{\pm \beta_{0z} z}, \quad (2.39)$$

где

$$\beta_{0z}^2 = (\beta_x^2 + \beta_y^2) - \beta_0^2, \quad (2.40)$$

знак "+" соответствует $z < -\frac{L}{2}$, знак "-" — $z > \frac{L}{2}$; D_1, D_2 — постоянные числа; β_{0z} — постоянная, характеризующая экспоненциальный характер убывания поля вне резонатора.

Из условия непрерывности касательных составляющих векторов электрического и магнитного поля при $z = \pm \frac{L}{2}$

$$A_x = B_x, A_y = B_y;$$

$$\frac{dA_x}{dz} = \frac{dB_x}{dz}, \quad \frac{dA_y}{dz} = \frac{dB_y}{dz} \quad (2.41)$$

можно получить уравнение

$$\beta_{0z} = \beta_z \operatorname{tg}\left(\frac{L\beta_z}{2}\right). \quad (2.42)$$

Составляющие электромагнитного поля нечетных H -видов колебаний прямоугольного диэлектрического резонатора запишем в виде:

внутри резонатора $|z| \leq \frac{L}{2}$

$$\begin{aligned} H_z &= H_0 \cos \beta_x x \cos \beta_y y \cos \beta_z z; \\ H_x &= -\frac{\beta_x \beta_z}{\beta^2} H_0 \sin \beta_x x \cos \beta_y y \sin \beta_z z; \\ H_y &= -\frac{\beta_y \beta_z}{\beta^2} H_0 \cos \beta_x x \sin \beta_y y \sin \beta_z z; \\ E_x &= j \frac{\omega \mu_0 \beta_y}{\beta^2} H_0 \cos \beta_x x \sin \beta_y y \cos \beta_z z; \\ E_y &= -j \frac{\omega \mu_0 \beta_x}{\beta^2} H_0 \sin \beta_x x \cos \beta_y y \cos \beta_z z; \end{aligned} \quad (2.43)$$

вне резонатора $|z| \geq \frac{L}{2}$

$$H_{0z} = H_0 \cos \beta_x x \cos \beta_y y \cos \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z} \left(\frac{L}{2} - z\right)};$$

$$\begin{aligned} H_{0x} &= -\frac{\beta_x \beta_z}{\beta^2} H_0 \sin \beta_x x \cos \beta_y y \sin \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z} \left(\frac{L}{2} - z\right)}; \\ H_{0y} &= -\frac{\beta_y \beta_z}{\beta^2} H_0 \cos \beta_x x \sin \beta_y y \sin \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z} \left(\frac{L}{2} - z\right)}; \\ E_{0x} &= j \frac{\omega \mu_0 \beta_y}{\beta^2} H_0 \cos \beta_x x \sin \beta_y y \cos \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z} \left(\frac{L}{2} - z\right)}; \\ E_{0y} &= -j \frac{\omega \mu_0 \beta_x}{\beta^2} H_0 \sin \beta_x x \cos \beta_y y \cos \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z} \left(\frac{L}{2} - z\right)}; \end{aligned} \quad (2.44)$$

где поперечные и продольные волновые числа определяются соотношениями

$$\beta_x = \frac{m\pi}{A}, \beta_y = \frac{n\pi}{B}, \beta_z = \frac{\pi d}{L}; \quad (2.45)$$

$$\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2; \quad (2.46)$$

$$\beta_z^2 = -(\beta_x^2 + \beta_y^2) + \beta_0^2 \epsilon_{\perp}. \quad (2.47)$$

Составляющие электромагнитного поля колебаний H -вида в цилиндрическом резонаторе определяются аналогично случаю прямоугольного резонатора и имеют вид:

внутри резонатора $|z| \leq \frac{L}{2}$

$$\begin{aligned} H_z &= H_0 I_n(\beta r) \cos na \cos \beta_z z; \\ H_r &= +\frac{\beta_z}{\beta} H_0 I_n'(\beta r) \cos na \sin \beta_z z; \\ H_a &= -\frac{n\beta_z}{r\beta^2} H_0 I_n(\beta r) \sin na \sin \beta_z z; \\ E_r &= j \frac{\omega \mu_0 n}{r\beta^2} H_0 I_n(\beta r) \sin na \cos \beta_z z; \\ E_a &= j \frac{\omega \mu_0}{\beta} H_0 I_n'(\beta r) \cos na \cos \beta_z z; \end{aligned} \quad (2.48)$$

вне резонатора $|z| \geq \frac{L}{2}$

$$\begin{aligned} H_{0z} &= H_0 I_n(\beta r) \cos na \cos \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z} \left(\frac{L}{2} - z\right)}; \\ H_{0r} &= \frac{\beta_z}{\beta} H_0 I_n'(\beta r) \cos na \sin \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z} \left(\frac{L}{2} - z\right)}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{0\alpha} &= -\frac{n\beta_z}{r\beta^2} H_0 J_n(\beta r) \sin n\alpha \sin \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z}(\frac{L}{2}-z)}; \\
 E_{0r} &= j \frac{\omega\mu_0 n}{r\beta^2} H_0 J_n(\beta r) \sin n\alpha \cos \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z}(\frac{L}{2}-z)}; \\
 E_{0\alpha} &= j \frac{\omega\mu_0}{\beta} H_0 J_n(\beta r) \cos n\alpha \cos \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z}(\frac{L}{2}-z)},
 \end{aligned} \quad (2.49)$$

где

$$\beta_z^2 = \beta_0^2 \epsilon_{\perp} - \beta^2; \quad \beta_{0z}^2 = \beta^2 - \beta_0^2; \quad (2.50)$$

$$\beta_z \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2} = \beta_{0z}. \quad (2.51)$$

При E -колебаниях волновые числа определяются формулами

$$\beta_z^2 = \beta_0^2 \epsilon_{\perp} - \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \beta^2; \quad (2.52)$$

$$\epsilon_{\perp} \beta_{0z} = \beta_z \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2}. \quad (2.53)$$

2. 4. РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТОТЫ ПЛОСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Из выражений (2.50) следует, что связь между волновыми числами и резонансной частотой колебаний H -вида определяется соотношением

$$f_p = \frac{\sqrt{\beta^2 + \beta_z^2}}{2\pi \sqrt{\epsilon_{\perp} \epsilon_0 \mu_0}}, \quad (2.54)$$

где

$$\beta = \frac{2B_{nm}}{D}, \quad \beta_z = \frac{\pi\delta}{L}, \quad \beta_z \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2} = \sqrt{\beta^2 - \beta_0^2}. \quad (2.55)$$

Для колебаний E -вида вместо соотношения (2.54) имеет место уравнение

$$f_p = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \beta^2 + \beta_z^2}}{2\pi \sqrt{\epsilon_{\perp} \epsilon_0 \mu_0}}, \quad (2.56)$$

где

$$\beta = \frac{2A_{nm}}{D}, \quad \beta_z = \frac{\pi\delta}{L}; \quad \epsilon_{\perp} \beta_{0z} = \beta_z \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2}.$$

Таким образом, резонансная частота колебаний в диэлектрическом резонаторе при заданных размерах резонатора, как и в полых металлических резонаторах, определяется видом колебаний. При заданных габаритах резонатора наибольшей резонансной длиной волны обладает колебание вида H_{010} ; в случае колебаний электрического вида низшим является колебание E_{110} .

Решение уравнений (2.50) позволяет построить графики [36] для расчета резонансных частот основного вида колебаний цилиндрического диэлектрического резонатора (рис. 14). Проектируя диэлектрический резонатор, следует задаться приемлемым диаметром D и для требуемой резонансной длины волны λ вычислить отношение $\frac{D}{\lambda}$, а затем по известному ϵ материала, пользуясь графиком рис. 14, найти отношение $\frac{L}{\lambda}$, а следовательно, и толщину резонатора L .

Отметим, что для большинства практических применений расчет резонансных частот различных видов колебаний можно упростить, если положить $\beta \gg \beta_0$, что справедливо при ϵ порядка 100 для диэлектрических резонаторов в сантиметровом диапазоне длин волн. Тогда уравнение (2.55) примет вид

$$\beta_z \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2} = \beta, \quad (2.57)$$

и расчет резонансной частоты различных видов колебаний в случае изотропного диэлектрического резонатора ($\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} = \epsilon$) существенно упрощается. В самом деле, домножив правую и левую части уравнения (2.57) на $\frac{L}{2}$ и обозначив $\frac{L\beta_z}{2} = X$, $\frac{L\beta}{2} = Y$, получим уравнение

$$X \operatorname{tg} X = Y. \quad (2.58)$$

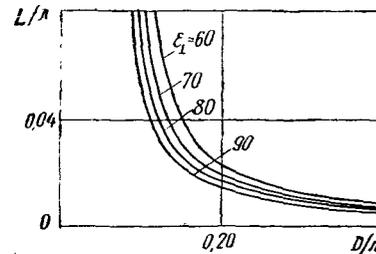


Рис. 14. Графики для расчета резонансной частоты основного вида колебаний H_{010} цилиндрического диэлектрического резонатора.

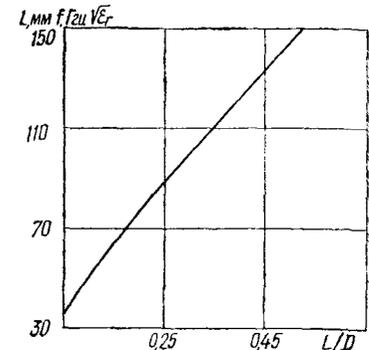


Рис. 15. График для приближенного расчета резонансной частоты плоского цилиндрического диэлектрического резонатора.

При этом выражение для резонансной частоты примет вид

$$L f_p \sqrt{\epsilon} = \frac{\sqrt{X^2 + Y^2}}{\pi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}. \quad (2.59)$$

Для расчета можно воспользоваться графиком на рис. 15, который получен в результате решения системы уравнений (2.58), (2.59). Этот график устанавливает зависимость $Lf_p\sqrt{\epsilon}$ от отношения толщины резонатора к его диаметру $\frac{L}{D}$ при колебаниях вида H_{016} .

Резонансная частота колебаний H -вида прямоугольного диэлектрического резонатора определяется формулой

$$f_p = \frac{\sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2}}{2\pi\sqrt{\epsilon_{\perp}\epsilon_0\mu_0}}, \quad (2.60)$$

где

$$\beta_x = \frac{m\pi}{A}; \quad \beta_y = \frac{n\pi}{B}; \quad \beta_z = \frac{\pi\delta}{L}; \quad (2.61)$$

$$\beta_z \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2} = \sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2 - \beta_0^2}. \quad (2.62)$$

Резонансная частота электрических видов колебаний определяется формулой

$$f_p = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}}(\beta_x^2 + \beta_y^2) + \beta_z^2}}{2\pi\sqrt{\epsilon_{\perp}\epsilon_0\mu_0}}. \quad (2.63)$$

Расчет резонансных частот можно выполнить аналогично случаю цилиндрического резонатора. На рис. 16 приведены графики [36] для расчета резонансной частоты основного магнитного вида колебаний.

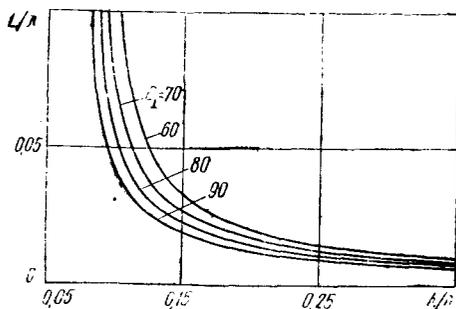


Рис. 16. Графики для расчета резонансной частоты основного вида колебаний H_{116} прямоугольного диэлектрического резонатора при $A=B$.

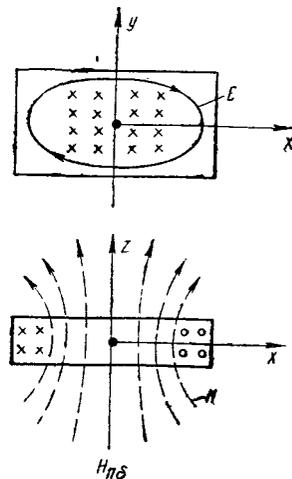


Рис. 17. Распределение электрического E и магнитного H полей в прямоугольном диэлектрическом резонаторе для колебаний вида H_{116} .

Одним из низших видов электромагнитных колебаний в прямоугольном резонаторе является колебание вида H_{116} . Составляющие поля этого колебания определяются уравнениями (2.43) —

(2.45) при $m=1, n=1$, т. е. при $\beta_x = \frac{\pi}{A}, \beta_y = \frac{\pi}{B}$ и имеют вид:

внутри резонатора $|z| \leq \frac{L}{2}$

$$H_z = H_0 \cos \frac{\pi x}{A} \cos \frac{\pi y}{B} \cos \beta_z z;$$

$$H_x = -\frac{AB^2\beta_z}{\pi(A^2+B^2)} H_0 \sin \frac{\pi x}{A} \cos \frac{\pi y}{B} \sin \beta_z z;$$

$$H_y = -\frac{A^2B\beta_z}{\pi(A^2+B^2)} H_0 \cos \frac{\pi x}{A} \sin \frac{\pi y}{B} \sin \beta_z z;$$

$$E_x = j \frac{\omega\mu_0 A^2 B}{\pi(A^2+B^2)} H_0 \cos \frac{\pi x}{A} \sin \frac{\pi y}{B} \cos \beta_z z;$$

$$E_y = -j \frac{\omega\mu_0 AB^2}{\pi(A^2+B^2)} H_0 \sin \frac{\pi x}{A} \cos \frac{\pi y}{B} \cos \beta_z z; \quad (2.64)$$

вне резонатора амплитуды составляющих поля убывают аналогично (2.44).

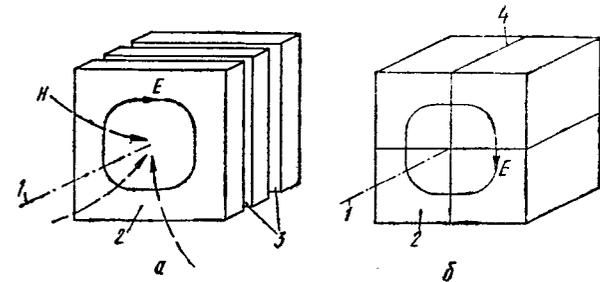


Рис. 18. Методы подавления высших видов колебаний в прямоугольном диэлектрическом резонаторе: 1 — продольная ось резонатора; 2 — диэлектрик; 3 — малые зазоры; 4 — тонкий провод.

Этот вид колебаний прямоугольного резонатора используется наиболее широко и отличается тем, что магнитное поле имеет максимум вдоль продольной оси образца (рис. 17). При этом

диэлектрический резонатор может быть представлен в виде эквивалентного магнитного диполя.

Другие виды колебаний в прямоугольном резонаторе обычно нежелательны и поэтому представляют интерес методы их подавления [37]. Возможные способы подавления иллюстрируются рис. 18. Метод подавления (рис. 18, а) обычно называется методом малых зазоров. На рис. 18, б показан метод клетки. Среди близких видов колебаний только в случае колебаний вида H_{110} не меняется добротность и резонансная частота при введении малых зазоров или тонких проводов.

Низшую резонансную частоту в цилиндрическом диэлектрическом резонаторе имеет колебание вида H_{010} . Составляющие поля этого колебания определяются уравнениями (2.48) — (2.50) при $n=0, m=1$, т. е. при $\beta = \frac{4,81}{D}$, и имеют вид:

внутри резонатора $|z| \leq \frac{L}{2}$

$$\begin{aligned} H_z &= H_0 I_0 \left(\frac{4,81r}{D} \right) \cos \beta_z z; \\ H_r &= \frac{D\beta_z}{4,81} H_0 I_0' \left(\frac{4,81r}{D} \right) \sin \beta_z z; \\ E_\alpha &= j \frac{\omega\mu_0 D}{4,81} H_0 I_0' \left(\frac{4,81r}{D} \right) \cos \beta_z z; \end{aligned} \quad (2.65)$$

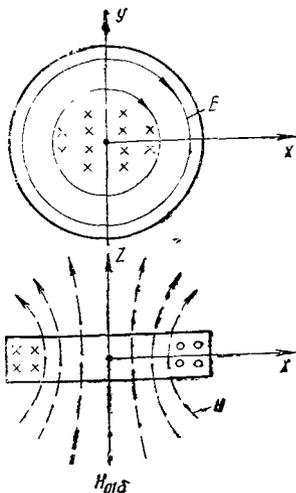


Рис. 19. Распределение электрического E и магнитного H полей основного H_{010} вида колебаний цилиндрического диэлектрического резонатора.

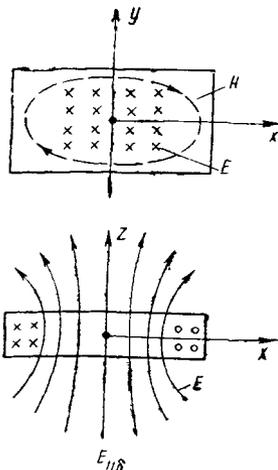


Рис. 20. Распределение электрического E и магнитного H полей E_{110} вида колебаний цилиндрического диэлектрического резонатора.

вне резонатора $|z| \geq \frac{L}{2}$

$$\begin{aligned} H_{0z} &= H_0 I_0 \left(\frac{4,81r}{D} \right) \cos \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z} \left(\frac{L}{2} - z \right)}; \\ H_{0r} &= \frac{D\beta_z}{4,81} H_0 I_0' \left(\frac{4,81r}{D} \right) \sin \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z} \left(\frac{L}{2} - z \right)}; \\ E_{0\alpha} &= j \frac{\omega\mu_0 D}{4,81} H_0 I_0' \left(\frac{4,81r}{D} \right) \cos \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z} \left(\frac{L}{2} - z \right)}. \end{aligned} \quad (2.66)$$

Этот вид колебаний является доминирующим и отличается тем, что линии электрического поля образуют окружности, лежащие в плоскости, перпендикулярной оси диска (рис. 19). Магнитное поле имеет максимум вдоль оси диска. Как и основной H -вид колебаний прямоугольного резонатора H_{110} , он легко возбуждается магнитной составляющей СВЧ-поля, совпадающей с осью цилиндрического резонатора.

Интенсивным является и E_{11} -вид колебаний прямоугольного диэлектрического резонатора. Как и E_{010} вид колебаний цилиндрического резонатора, этот вид колебаний отличается тем, что максимум его электрического поля проходит вдоль оси диска (рис. 20) и, следовательно, резонатор легко возбуждается электрической составляющей СВЧ-поля, совпадающей с осью диэлектрического резонатора. При возбуждении его диэлектрический резонатор может быть представлен в виде эквивалентного электрического диполя.

2. 6. СФЕРИЧЕСКИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

Наряду с плоскими прямоугольными и цилиндрическими резонаторами применяются и сферические диэлектрические резонаторы. Поэтому интересно исследовать вопрос о структуре поля и резонансных частотах возможных видов колебаний сферического диэлектрического резонатора. Такое исследование, проведенное для произвольных значений диэлектрической проницаемости резонатора путем решения уравнений Максвелла в сферической системе координат с тем граничным условием, что энергия резонатора убывает до нулевого значения вдали от диэлектрической сферы, показывает [38], что в изотропной диэлектрической сфере могут существовать колебания H - и E -видов. Поля H -видов внутри резонатора можно записать как

$$E_\theta = 0;$$

$$E_\theta = -j \frac{\beta m}{\rho \sin \theta} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sqrt{\beta \rho} I_{n+\frac{1}{2}}(\beta \rho) P_n^m(\cos \theta) \cos m\varphi;$$

$$E_{\varphi} = j \frac{\beta}{\rho} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \sqrt{\beta \rho} I_{n+\frac{1}{2}}(\beta \rho) \frac{dP_n^m(\cos \Theta)}{d\Theta} \sin m\varphi;$$

$$H_{\Theta} = \frac{n(n+1)}{\rho^2} \sqrt{\beta \rho} I_{n+\frac{1}{2}}(\beta \rho) P_n^m(\cos \Theta) \sin m\varphi; \quad (2.67)$$

$$H_{\Theta} = \frac{1}{\rho} \frac{d[\sqrt{\beta \rho} I_{n+\frac{1}{2}}(\beta \rho)]}{d\rho} \frac{dP_n^m(\cos \Theta)}{d\Theta} \sin m\varphi;$$

$$H_{\varphi} = \frac{m}{\rho \sin \Theta} \frac{d[\sqrt{\beta \rho} I_{n+\frac{1}{2}}(\beta \rho)]}{d\rho} P_n^m(\cos \Theta) \cos m\varphi,$$

где $P_n^m(\cos \Theta)$ — присоединенные функции Лежандра 1-го рода; n, m — степень и порядок функции; $\cos \Theta$ — аргумент; $I_{n+\frac{1}{2}}(\beta \rho)$ — функции Бесселя 1-го рода порядка $n + \frac{1}{2}$; $\beta = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} / c$ — волновое число в диэлектрическом образце.

Вне образца выражения для составляющих поля подобны (2.67) при замене функции Бесселя 1-го рода функцией Ганкеля $H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}$. Компоненты электромагнитного поля E -видов колебаний могут быть получены из (2.67) при замене E и H местами и с учетом множителя $\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$.

Из условия непрерывности полей на поверхности раздела диэлектрик — воздух получаются следующие трансцендентные характеристические уравнения: для H_{nmr} -видов колебаний

$$\frac{I_{n-\frac{1}{2}}(\beta \rho)}{I_{n+\frac{1}{2}}(\beta \rho)} = \frac{H_{n-\frac{1}{2}}^{(2)}\left(\frac{\beta \rho}{\sqrt{\varepsilon}}\right)}{\sqrt{\varepsilon} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}\left(\frac{\beta \rho}{\sqrt{\varepsilon}}\right)}; \quad (2.68)$$

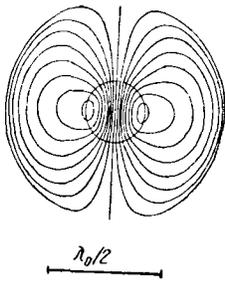


Рис. 21. Распределение магнитного поля H_{101} -вида колебаний сферического диэлектрического резонатора.

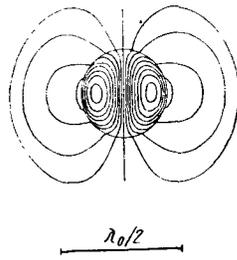


Рис. 22. Распределение электрического поля E_{101} -вида колебаний сферического диэлектрического резонатора.

для E_{nmr} -видов колебаний

$$\frac{n}{\beta \rho} - \frac{I_{n-\frac{1}{2}}(\beta \rho)}{I_{n+\frac{1}{2}}(\beta \rho)} = \frac{n\varepsilon}{\beta \rho} - \sqrt{\varepsilon} \frac{H_{n-\frac{1}{2}}^{(2)}\left(\frac{\beta \rho}{\sqrt{\varepsilon}}\right)}{H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}\left(\frac{\beta \rho}{\sqrt{\varepsilon}}\right)}, \quad (2.69)$$

Для колебаний H -вида силовые линии электрического поля расположены на сфере, а магнитного — в меридиальных плоскостях (рис. 21). Для колебаний E -видов распределение силовых линий аналогичное при замене местами E - и H -полей (рис. 22).

Решение уравнений (2.68), (2.69) позволяет рассчитать резонансные частоты свободных колебаний различных видов. В случае колебаний вида H_{101} резонансная частота приближенно определяется формулой

$$f_p = \frac{1}{2R\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}}, \quad (2.70)$$

где R — радиус сферы.

2. 7. ВЛИЯНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕНОК НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Металлические стенки в основном влияют на добротность и резонансную частоту. Уменьшение добротности обусловлено потерями из-за наличия токов проводимости в металлических стенках.

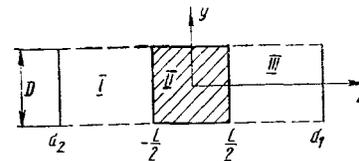


Рис. 23. К анализу влияния металлических стенок на резонансную частоту диэлектрического резонатора.

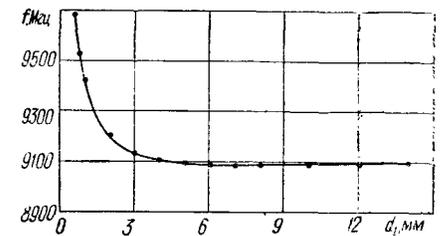


Рис. 24. Типичная зависимость резонансной частоты H_{101} -вида колебаний цилиндрического диэлектрического резонатора от расстояния между резонатором и металлической стенкой волновода.

ках [37]. Изменение резонансной частоты диэлектрического резонатора связано с возмущением электромагнитного поля вблизи диэлектрического резонатора. Влияние стенки на резонансную частоту резонатора обычно анализируют в предположении, что диэлектрический резонатор расположен в запердельном волноводе с «магнитными» стенками, а волновод на концах закорочен металлическими стенками (рис. 23). При этом, например, для цилиндрического резонатора с колебаниями H -вида составляю-

щая поперечного электрического поля в области II, т. е. внутри резонатора, может быть записана в виде [39]

$$E_{\alpha_z} = I_1(\beta r) [A_1 \sin \beta_z z + B_1 \cos \beta_z z];$$

$$E_{z_z} = E_{z_z} = 0. \quad (2.71)$$

Поскольку внешнее поле E_{α} резонатора аппроксимировано экспонентой и должно принимать нулевое значение в плоскостях $z = +d_2$ и $z = -d_1$, то составляющие поперечного электрического поля в областях I и III записываются соответственно в виде

$$E_{\alpha_1} = C_1 I_1(\beta r) [e^{\beta_{0z} z} - e^{\beta_{0z}(2d_2+z)}]; \quad (2.72)$$

$$E_{\alpha_3} = D_1 I_1(\beta r) [e^{-\beta_{0z} z} - e^{-\beta_{0z}(2d_1-z)}]. \quad (2.73)$$

Волновые числа β_z и β_{0z} , как и прежде, определяются соотношениями

$$\beta_z^2 = \beta_0^2 \epsilon_{\perp} - \beta^2, \quad \beta_{0z}^2 = \beta^2 - \beta_0^2 \quad (2.74)$$

(A_1, B_1, C_1, D_1 — постоянные числа). Из условия непрерывности составляющих поля на границе диэлектрик—воздух при $z = \pm \frac{L}{2}$ получается характеристическое трансцендентное уравнение

$$2\beta_z^2 \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2} \operatorname{th} \beta_{0z} \left(d_2 - \frac{L}{2}\right) \operatorname{th} \beta_{0z} \left(d_1 - \frac{L}{2}\right) + \beta_z \beta_{0z} \left(\operatorname{tg}^2 \frac{L\beta_z}{2} - 1\right) \left[\operatorname{th} \beta_{0z} \left(d_2 - \frac{L}{2}\right) + \operatorname{th} \beta_{0z} \left(d_1 - \frac{L}{2}\right)\right] = 2\beta_{0z}^2 \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2}. \quad (2.75)$$

В случае, когда резонатор расположен симметрично относительно металлических стенок волновода, т. е. при $d_1 = d_2 = d$, уравнение (2.75) принимает вид

$$\left[\beta_z \operatorname{th} \beta_{0z} \left(d - \frac{L}{2}\right) \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2} - \beta_{0z}\right] \left[\beta_{0z} \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2} + \beta_z \operatorname{th} \beta_{0z} \left(d - \frac{L}{2}\right)\right] = 0. \quad (2.76)$$

Решение его в случае

$$\beta_z \operatorname{th} \beta_{0z} \left(d - \frac{L}{2}\right) \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2} - \beta_{0z} = 0 \quad (2.77)$$

позволяет рассчитать резонансную частоту при симметричном распределении поля внутри резонатора, т. е. для колебаний вида H_{010} в цилиндрическом и колебаний вида H_{110} в прямоугольном диэлектрическом резонаторе.

Типичная зависимость резонансной частоты диэлектрического резонатора от расстояния между резонатором и стенкой волновода показана на рис. 24. С приближением к стенке резонансная частота растет. В случае возбуждения в резонаторе колебаний

E -видов аналогичное перемещение резонатора приводит к уменьшению резонансной частоты [40].

Влияние металлических стенок на характеристики диэлектрических резонаторов необходимо учитывать при проектировании СВЧ-узлов, использующих связь диэлектрических резонаторов с полосковыми линиями и волноводами (особенно с запредельными). Влияние стенки на резонансную частоту иногда используется для небольшой подстройки (7%) резонансной частоты диэлектрического резонатора.

2. 8. ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ

При электродинамических расчетах связи диэлектрического резонатора с линиями передач СВЧ резонатор удобно представить в виде диполя с некоторым эквивалентным дипольным моментом.

Общее выражение для вектора эквивалентного дипольного момента образца с пространственным распределением тока, как известно, имеет вид [32, 42]

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{r} \times \mathbf{i} dv, \quad (2.78)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор; \mathbf{i} — вектор плотности тока.

Уравнение (2.78) может быть использовано в диэлектрическом резонаторе при подстановке в него тока смещения

$$\mathbf{i} = \frac{d\mathbf{D}}{dt}. \quad (2.79)$$

При гармоническом изменении во времени вектора электрической индукции \mathbf{D} выражение (2.79) записывается в виде

$$\mathbf{i} = j\omega\epsilon_0\epsilon\mathbf{E}, \quad (2.80)$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля.

С учетом (2.80) общее выражение для магнитного дипольного момента тока смещения диэлектрического резонатора принимает вид

$$\mathbf{M} = \frac{j\omega\epsilon_0}{2} \int_V \mathbf{r} \times \mathbf{E} dv. \quad (2.81)$$

Таким образом, при известном распределении электрического поля данного вида колебаний диэлектрического резонатора вычислить дипольный момент нетрудно. Покажем это на примере H -видов колебаний прямоугольного и цилиндрического диэлектрических резонаторов.

После подстановки в (2.81) составляющих поля H -видов колебаний прямоугольного резонатора согласно (2.43), (2.44) и

вычисления поверхностного интеграла по поперечному сечению резонатора

$$\int_S f(x, y) dx dy = \frac{8}{\beta_x \beta_y} \quad (2.82)$$

и интеграла вдоль продольной оси резонатора

$$\int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{\perp} f(z) dz = \epsilon_{\perp} LF,$$

где

$$f(z) = \begin{cases} \cos \beta_z z & \text{при } z \leq \frac{L}{2} \\ \cos \frac{L\beta_z}{2} e^{\beta_{0z}(\frac{L}{2}-z)} & \text{при } z \geq \frac{L}{2}; \end{cases} \quad (2.83)$$

$$F = \frac{2}{L\beta_z} \sin \frac{L\beta_z}{2} + \frac{2}{\epsilon_{\perp} L\beta_{0z}} \cos \frac{L\beta_z}{2}, \quad (2.84)$$

получим выражение для направленного вдоль продольной оси z дипольного момента прямоугольного резонатора при возбуждении в нем колебаний H -вида.

$$M = \frac{16\pi^2 \epsilon_{\perp} LFH_0}{\lambda^2 \beta^2 \beta_x \beta_y} \quad (2.85)$$

(H_0 — амплитуда магнитного поля внутри резонатора).

Для колебаний вида $H_{11\delta}$ при $m = 1$, $n = 1$, $\beta_x = \frac{\pi}{A}$, $\beta_y = \frac{\pi}{B}$ дипольный момент равен

$$M = \frac{16v\epsilon_{\perp} FA^2 B^2 H_0}{\pi^2 \lambda^2 (A^2 + B^2)}, \quad v = ABL. \quad (2.86)$$

Аналогично решается задача о дипольном моменте H -видов колебаний цилиндрического резонатора. При подстановке в (2.81) соотношения (2.65) для составляющей поля E_{α} задача сводится к вычислению интегралов по поперечному сечению резонатора

$$\int_S f(r, \alpha) dS = \frac{15.7}{\beta^3} \quad (2.87a)$$

и вдоль продольной оси резонатора

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(z) dz = \epsilon LF, \quad (2.87b)$$

где множитель F определяется выражением (2.84). При вычислении интегралов учтены соотношения для функций Бесселя

$$I_0'(x) = -I_1(x);$$

$$\int x^2 I_1(x) dx = x^2 I_2(x); \quad (2.88)$$

$$I_2(x) = \frac{2}{x} I_1(x) - I_0(x);$$

$$\int \lambda^2 I_1(x) dx = 2x I_1(x) - x^2 I_0(x).$$

С учетом результатов интегрирования выражение для дипольного момента цилиндрического резонатора при колебаниях вида $H_{01\delta}$ имеет вид

$$M = \frac{0.74vD^2 \epsilon_{\perp} FH_0}{\lambda^2}, \quad v = \frac{\pi D^2 L}{4}. \quad (2.89)$$

При больших значениях диэлектрической проницаемости множитель F в формулах для дипольного момента прямоугольного и цилиндрического резонаторов в первом приближении равен

$$F \approx \frac{2}{L\beta_z} \sin \frac{L\beta_z}{2}. \quad (2.90)$$

2. 9. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Диэлектрический резонатор в установившемся режиме вынужденных колебаний можно рассматривать как колебательную систему, обладающую запасом энергии

$$W_{\epsilon} = \frac{\epsilon_0}{2} \int_V \epsilon_{\perp} E^2 dv. \quad (2.91)$$

Добротность такой системы определяется, как обычно [45], в виде

$$Q = \frac{\omega W}{P_{\pi}}, \quad (2.92)$$

где P_{π} — мощность, рассеиваемая в колебательной системе. При большой диэлектрической проницаемости резонатора электромагнитные поля в основном ограничены внутри диэлектрического резонатора и вблизи его границ на расстояниях, малых по сравнению с длиной волны в свободном пространстве, затухают до пренебрежимо малых величин. Поэтому рассеяние электромагнитной энергии в металлических экранах (стенках волноводов, проводниках полосковых линий) мало и собственная добротность в основном определяется лишь потерями в диэлектрике. Электрические потери в диэлектрике вычисляются по формуле [43]

$$P_{\pi} = \frac{\omega \epsilon_0}{2} \int_V \epsilon'' E^2 dv, \quad (2.93)$$

где ϵ'' — мнимая часть диэлектрической проницаемости образца. При пренебрежении потерями, обусловленными внешними

СВЧ-цепями и металлическими экранами, собственная добротность с учетом выражений (2.91) — (2.93) в первом приближении вычисляется по формуле

$$Q_0 = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon''} = \frac{1}{\operatorname{tg} \Delta}. \quad (2.94)$$

Поскольку типичное значение $\operatorname{tg} \Delta$ для применяемых в настоящее время материалов составляет $10^{-3} \div 10^{-4}$, то собственная добротность диэлектрического резонатора при комнатных температурах достигает значений 10^4 . В отдельных случаях при температуре жидкого гелия удается получить собственную добротность порядка $10^5 \div 10^6$.

При решении ряда задач необходимо знать энергию, запасаемую диэлектрическим резонатором. Вычислим энергию, запасаемую в диэлектрическом резонаторе при возбуждении в нем H -видов колебаний. В случае прямоугольного резонатора при расчете воспользуемся формулой

$$W_e = \frac{\varepsilon_0}{2} \int_S (E_x^2 + E_y^2) dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon [f(z)]^2 dz. \quad (2.95)$$

Подставляя соотношения (2.43), (2.44) для составляющих поля H -видов колебаний прямоугольного резонатора и вычисляя поверхностный интеграл

$$\int_S f(x, y) dx dy = \frac{AB}{4} \quad (2.96a)$$

и интеграл вдоль продольной оси резонатора

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{\perp} [f(z)]^2 dz = \varepsilon_{\perp} LG, \quad (2.96b)$$

где

$$G = \frac{1}{2} + \frac{\sin L\beta_z}{2L\beta_z} + \frac{\cos^2 \frac{L\beta_z}{2}}{\beta_{0z} L \varepsilon_{\perp}}, \quad (2.97)$$

получим

$$W_e = \frac{\mu_0 \nu \varepsilon_{\perp} G}{2} \left(\frac{\pi H_0}{\lambda \beta} \right)^2. \quad (2.98)$$

В случае цилиндрического резонатора энергия, запасаемая H_{016} -видом колебаний, рассчитывается по формуле

$$W_e = \frac{\varepsilon_0}{2} \left(\frac{\omega \mu_0 H_0}{\beta} \right)^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{D}{2}} I_0'^2(\beta r) r dr d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{\perp} [f(z)]^2 dz. \quad (2.99)$$

Входящие в это выражение интегралы по поперечному сечению и вдоль продольной оси соответственно равны

$$\int_S [f(r, \alpha)]^2 ds = \frac{\pi D^2}{16}; \quad (2.100a)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} [f(z)]^2 dz = \varepsilon_{\perp} LG, \quad (2.100b)$$

где множитель G определяется формулой (2.97). При вычислении интегралов учтено, что

$$I_0'(x) = -I_1(x);$$

$$\int x I_1^2(ax) dx = \frac{x^2}{2} \left[I_1^2(ax) - I_0(ax) I_2(ax) \right]. \quad (2.101)$$

Таким образом, энергия, запасаемая в цилиндрическом диэлектрическом резонаторе, равна

$$W_e = \frac{\mu_0 \nu \varepsilon_{\perp} G}{8} \left(\frac{2\pi H_0}{\lambda \beta} \right)^2. \quad (2.102)$$

2. 10. СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ АМПЛИТУДАМИ СВЧ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Поскольку дипольный магнитный момент диэлектрического резонатора пропорционален амплитуде поля внутри резонатора H_0 , важно установить связь между амплитудой H_0 и амплитудой магнитного поля линии передачи, возбуждающего резонатор. Метод расчета [98] заключается в следующем.

Диэлектрический резонатор представлен эквивалентным резонансным витком тока. Равенство соответствующих параметров диэлектрического резонатора и витка определяет условия эквивалентности. Одним из них является равенство тока смещения в диэлектрическом резонаторе и тока в эквивалентном витке, т. е. $I_{\text{см}} = I_{\text{в}}$.

Полный ток смещения в диэлектрическом резонаторе равен

$$I_{\text{см}} = \int_S ids, \quad (2.103)$$

где i — ток, определяемый соотношением (2.80); S — площадь сечения резонатора вдоль продольной оси. Таким образом,

$$I_{\text{см}} = j\omega \varepsilon_0 \int_S \varepsilon E dS. \quad (2.104)$$

С учетом изменения поля вдоль осей y и z (причем интегрирование вдоль оси y проводится в пределах $0 < y < \frac{B}{2}$) при колеба-

ниях H -вида в прямоугольном диэлектрическом резонаторе можно получить

$$I_{\text{см}} = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{\varepsilon_{\perp} L F h_{\perp}}{\beta^2}, \quad (2.105)$$

где множитель F определяется формулой (2.84).

При определении тока в эквивалентном витке будем считать, что ток обусловлен напряжением U , создаваемым в витке полем волновода h_{\perp} , т. е.

$$U_{\text{в}} = j\omega\mu_0 h_{\perp} S_{\text{э}}, \quad (2.106)$$

где $S_{\text{э}}$ — эффективная площадь витка. При этом ток в витке при резонансе равен

$$I_{\text{в}} = \frac{j\omega\mu_0 h_{\perp} S_{\text{э}}}{R_{\text{э}}}, \quad (2.107)$$

где $R_{\text{э}}$ — сопротивление, определяемое из известных формул для запасаемой энергии

$$W_e = \frac{L_{\text{в}} I_{\text{в}}^2}{2}$$

и сопротивления контура

$$R_{\text{э}} = \frac{\omega L_{\text{в}}}{Q_0},$$

где Q_0 — собственная добротность резонансного витка. Таким образом,

$$R_{\text{э}} = \frac{2\omega W_e}{Q_0 I_{\text{в}}^2}, \quad (2.108)$$

и выражение для тока в витке принимает вид

$$|I_{\text{в}}| = \frac{2W_e}{\mu_0 Q_0 S_{\text{э}} h_{\perp}}. \quad (2.109)$$

В силу условия эквивалентности $I_{\text{см}} = I_{\text{в}}$ и с учетом формул (2.105), (2.109) имеем

$$H_0 = \frac{W_e \beta^2 \lambda^2}{2\pi^2 \mu_0 Q_0 S_{\text{э}} \varepsilon_{\perp} L F h_{\perp}}. \quad (2.110)$$

Для установления в окончательном виде связи между амплитудами поля H_0 и h_{\perp} учтем, что энергия, запасаемая в резонаторе, определяется соотношением (2.97), а эффективная площадь $S_{\text{э}}$, определяемая из условия равенства магнитных моментов диэлектрического резонатора (2.86) и эквивалентного витка $M_{\text{в}} = I_{\text{в}} S_{\text{э}}$, равна

$$S_{\text{э}} = \frac{4AB}{\pi^2}. \quad (2.111)$$

Из соотношения (2.110) с учетом (2.85) и (2.111) имеем

$$H_0 = h_{\perp} Q_0 q, \quad (2.112)$$

где множитель q равен

$$q = \frac{1,62F}{G}. \quad (2.113)$$

Для цилиндрического резонатора соотношение между амплитудами поля H_0 и h_{\perp} имеет также вид (2.112), однако множитель q равен

$$q = \frac{1,73F}{G}. \quad (2.114)$$

Из соотношений (2.112) — (2.114) видно, что с помощью диэлектрического резонатора можно получить очень большую концентрацию СВЧ магнитного поля. Это является необходимым как для СВЧ спектроскопии, так и для технических применений [46].

2. 11. ДВОЙНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

Двойной диэлектрический резонатор представляет собой систему (рис. 25), состоящую из двух резонаторов, расположенных соосно на некотором расстоянии [47—48]. Практическое значение их проявляется в создании температурно стабилизированных резонаторов и в обеспечении частотной перестройки в полосе порядка 20%.

Приближенный анализ [49] двойных диэлектрических резонаторов, основанный на использовании метода возмущений, дает простые расчетные формулы для резонансной частоты при небольших расстояниях между отдельными резонаторами и обычно выполняется при следующих упрощающих предположениях:

1. Частота двойного диэлектрического резонатора определяется как частота одиночного резонатора с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \gg 1$, «магнитными» боковыми стенками и воздушным объемом Δv , возмущающим его поля.

2. Возмущающий объем мал и возмущающие поля вне объема малы.

Из теории возмущений известно, что резонансная частота резонатора $f_{\text{р}}$ в отсутствие возмущающей неоднородности связана с резонансной частотой резонатора f при наличии возмущений соотношением

$$\frac{f - f_{\text{р}}}{f} = \frac{\varepsilon_0 \int \varepsilon_{\perp} E_0^* E dv}{4W_e}, \quad (2.115)$$

где E_0 — невозмущенное электрическое поле; E — возмущенное поле в объеме Δv ; W_e — энергия, запасаемая в невозмущенном резонаторе.

При вычислении (2.115) воспользуемся приближенным (при $G=1$) выражением (2.101) для энергии, запасенной в резонаторе. Положив $E=E_0$ внутри объема Δv , центр которого совпадает с координатой $z=0$, имеем

$$\epsilon_0 \int_{\Delta v} \epsilon_{\perp} E_0 E dv = \frac{\pi \mu_0 D^2 d}{32} \left(\frac{2\pi H_0}{\lambda \beta} \right)^2. \quad (2.116)$$

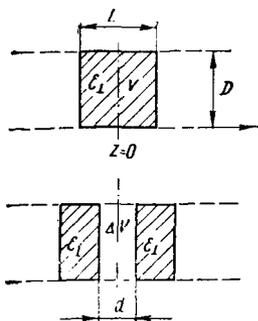


Рис. 25. К анализу двойного диэлектрического резонатора.

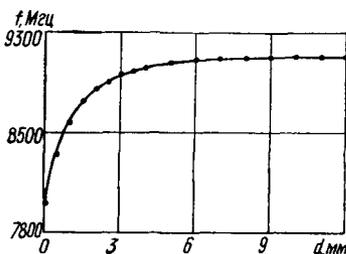


Рис. 26. Зависимость резонансной частоты двойного диэлектрического резонатора от расстояния между отдельными резонаторами.

Подставляя (2.101) и (2.116) в уравнение (2.115) получим

$$\frac{f - f_p}{f} = \frac{d}{4L}. \quad (2.117)$$

В приближении $\frac{f - f_p}{f} \approx \frac{f - f_p}{f_p}$ имеем окончательно

$$f = f_p \left(1 + \frac{d}{4L} \right). \quad (2.118)$$

Сравнение экспериментальной зависимости резонансной частоты двойного резонатора от расстояния между отдельными резонаторами (рис. 26) и резонансной частоты, рассчитанной согласно (2.118), показывает, что только при малых расстояниях между отдельными резонаторами $d < L$ соответствие расчета и эксперимента удовлетворительно. В случае, когда на расстояние между отдельными резонаторами не накладывается ограничение $d < L$, анализ двойного диэлектрического резонатора и получаемые результаты более громоздки. Анализ выполняется решением уравнений Максвелла при соответствующих граничных условиях. Основным при этом является допущение о расположении двойного резонатора в запердельном волноводе с «магнитными» боковыми стенками. Решение задачи в этом приближении приводит

к характеристическому уравнению, идентичному для плоских прямоугольного и цилиндрического резонаторов,

$$\left(\beta_z^2 - \beta_{0z}^2 \operatorname{th} \frac{d\beta_{0z}}{2} \right) \operatorname{tg} \frac{L\beta_z}{2} = \beta_z \beta_{0z} \left(1 + \operatorname{th} \frac{d\beta_{0z}}{2} \right). \quad (2.119)$$

Используя его, можно рассчитать резонансную частоту двойного диэлектрического резонатора при произвольном расстоянии между отдельными резонаторами и симметричном распределении поля внутри диэлектрического резонатора, т. е. при колебаниях вида H_{116} в прямоугольном резонаторе и колебаниях вида H_{016} в цилиндрическом диэлектрическом резонаторе.

2. 12. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для изготовления диэлектрических резонаторов используют обычно кристаллы двуокиси титана TiO_2 (рутил) и титаната стронция SrTiO_3 . Двуокись титана представляет собой кристалл с тетрагональной структурой.

Диэлектрическая проницаемость монокристалла рутила имеет анизотропию с осевой симметрией. При комнатной

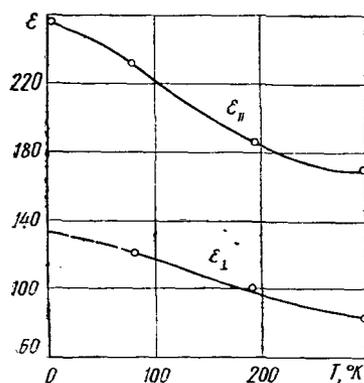


Рис. 27. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости рутила.

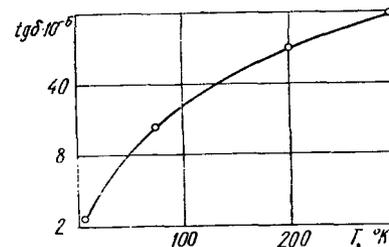


Рис. 28. Температурная зависимость тангенса угла потерь рутила.

температуре $\epsilon_{\parallel} = 180$, $\epsilon_{\perp} = 84$ (ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} — соответственно параллельная и перпендикулярная кристаллической оси составляющие тензора диэлектрической проницаемости). Диэлектрическая проницаемость поликристалла рутила — порядка 80 при комнатных температурах. Титанат стронция является изотропным диэлектриком с диэлектрической проницаемостью при комнатных температурах порядка 150—300 [34].

Основным недостатком диэлектрических резонаторов, изготовленных на основе названных материалов, является сильная температурная зависимость диэлектрической проницаемости и угла потерь (рис. 27, 28) [34]. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости определяет и температурный уход резонансной частоты диэлектрического резонатора, который

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ СВЧ С ФЕРРИТОВЫМИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

обычно составляет величину порядка 1—2 Мгц/град. Сильная температурная зависимость резонансной частоты диэлектрических резонаторов является серьезным препятствием на пути широкого их применения в технике СВЧ. Однако перспективность применения стимулирует работы по созданию термостабильных материалов и резонаторов. Эти работы ведутся в двух основных направлениях:

1. Исследования в области технологии получения новой термостабильной керамики для диэлектрических резонаторов. В последнее время освоена технология получения СВЧ-керамики, обладающей низким температурным коэффициентом диэлектрической проницаемости, малыми потерями и диэлектрической проницаемостью порядка 30—40 [50].

2. Разработка методов температурной стабилизации резонансной частоты диэлектрических резонаторов в СВЧ-устройствах. При этом необходимо обеспечить стабильность частоты как при нагреве резонатора мощностью СВЧ, так и при изменении температуры окружающей среды.

Вследствие поглощения СВЧ-мощности резонатором его температура повышается, что влечет за собой изменение диэлектрической проницаемости. Изменение резонансной частоты при этом является существенным препятствием для использования резонаторов из рутила или титаната стронция при работе генераторов СВЧ в непрерывном режиме. Для улучшения температурной стабильности диэлектрического резонатора при нагреве его мощностью СВЧ был разработан метод термостабилизации [51], который заключается в использовании теплоотводящих веществ типа нитрида бора. Нитрид бора отличается чрезвычайно высокой теплопроводностью ($375 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{час} \cdot ^\circ\text{C}$), относительно низкой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon=4,15$) и малым углом потерь ($\text{tg}\Delta=10^{-4}$). Тепло от диэлектрического резонатора отводится стенками волновода через порошок нитрида бора. Этот метод позволяет обеспечить стабильную работу диэлектрического резонатора при поглощаемой резонатором средней мощности порядка 100 мвт.

Для обеспечения стабильности резонансной частоты при изменении температуры окружающей среды заслуживает внимания предложение об использовании метода термокомпенсации применительно к двойному диэлектрическому резонатору [49]. В этом случае отдельные резонаторы укрепляют на держателях, имеющих низкую диэлектрическую проницаемость и высокий температурный коэффициент линейного расширения. При колебаниях температуры изменяется диэлектрическая проницаемость отдельных резонаторов, однако резонансная частота двойного диэлектрического резонатора может остаться практически постоянной вследствие изменения расстояния между отдельными резонаторами, обусловленного линейным расширением держателей.

3. 1. СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ РЕЗОНАТОРОВ

Ферритовые и диэлектрические резонаторы (или обобщенно твердотельные резонаторы) обычно помещаются в волноводные, коаксиальные и другие линии передачи СВЧ. Для систематизации используемых на практике случаев связи твердотельного резонатора с линиями передачи СВЧ целесообразно классифицировать схемы включения. В основу этой классификации могут

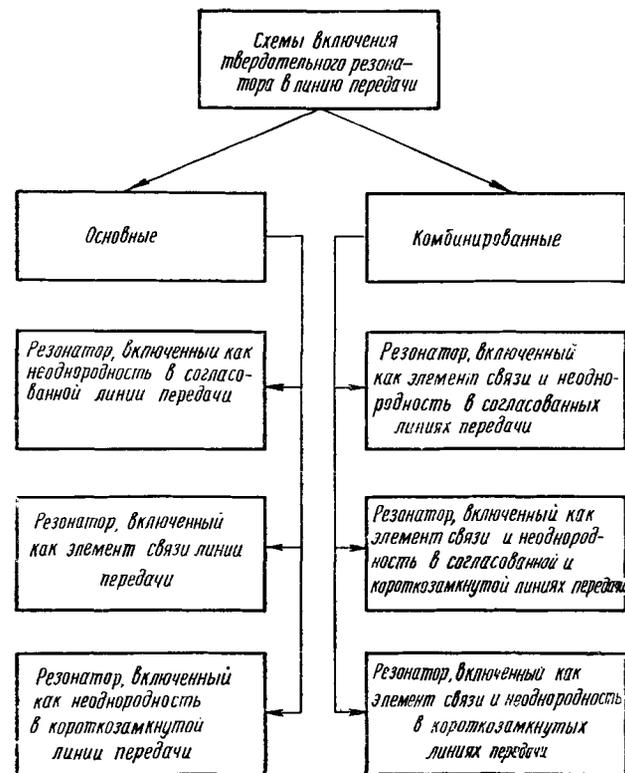


Рис. 29. Классификация схем включения твердотельного резонатора.

быть положены те же принципы, которые приняты при классификации схем включения полого объемного резонатора в линию передачи [52, 53]. Все схемы включения делятся на основные и комбинированные (рис. 29).

К основным схемам относятся:

1. Резонатор, включенный как неоднородность в согласованной линии передачи, расположен в произвольном месте поперечного сечения согласованной линии передачи. При резонансе часть мощности, переносимой электромагнитной волной по линии, поглощается резонатором. При расстройке практически вся мощность поступает в нагрузку.

2. Резонатор, включенный как элемент связи двух линий передачи, размещен между двумя соединенными торцами линиями передачи, которые разделены диафрагмой, отрезком запрещенного волновода либо расположены ортогонально. К этой схеме относится также включение резонатора как элемента связи двух скрещенных витков. Связь между входной и выходной линиями осуществляется на резонансной частоте; вне резонанса линии развязаны между собой.

3. Резонатор, включенный как неоднородность в короткозамкнутой линии передачи, расположен на некотором расстоянии от короткозамыкающей стенки в произвольном месте поперечного сечения линии передачи.

К комбинированным схемам относятся схемы, в которых резонатор включен одновременно как элемент связи и как неоднородность в линии передачи (согласованной или короткозамкнутой). Каждая из трех возможных комбинированных схем сочетает в себе вторую и первую или третью основные схемы включения. Реализация этих схем приводит к созданию некоторых конструкций фильтров-вентилей и фильтров-циркуляторов.

3. 2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА СВЧ-СХЕМ С ТВЕРДОТЕЛЬНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Основой для расчета и конструирования резонансных СВЧ-устройств являются результаты исследования связи твердотельных резонаторов с линиями передачи СВЧ. Решение задачи о резонаторе, связанном с линией передачи СВЧ, можно выполнить, либо анализируя соответствующую граничную задачу, либо представляя резонатор как колебательную систему, связанную с линией передачи. Большинство методов расчета СВЧ-схем с резонаторами относится к ферритовым резонаторам. Приближенными методами решения граничных задач являются метод, примененный В. В. Никольским [54] к анализу волноводов и полых резонаторов с ферритовыми образцами, и метод возмущений, развитый А. Г. Гуревичем [6] для расчета слабой связи ферритовых образцов с линиями передачи. Метод возмущений может

быть использован также для расчета произвольной связи ферритового резонатора с линиями передачи [55].

Метод самосогласованного поля, разработанный А. Г. Гуревичем [56], основан на представлении переменной намагниченности ферритового образца как колебательной системы, возбуждающей в волноводе электромагнитное поле (поле излучения) и в то же время возбуждаемой самосогласованным полем, которое состоит из невозмущенного поля волновода и поля излучения. Метод самосогласованного поля широко применяется для расчета конкретных СВЧ-схем с ферритовыми резонаторами [57—61]. К. Г. Гудков использовал метод самосогласованного поля при исследовании невзаимной связи ферритового резонатора с линией передачи и применительно к многорезонаторным СВЧ-фильтрам [62—64].

Решение задачи о возбуждении волновода переменной намагниченностью ферритового резонатора с последующим учетом степени связи резонатора с волноводом выполнено в работах А. Л. Микаэляна, В. Я. Антоньянца и др. [65—68]. Связь в этих работах учитывалась либо введением потерь на излучение в тензор магнитной восприимчивости ферритового резонатора [65—66], либо использованием эквивалентной (нагруженной) добротности ферритового резонатора [67, 68].

Известны работы В. Г. Калины, в которых для расчета СВЧ-схем с ферритовыми резонаторами широко используются матричные методы. В ряде случаев представляет интерес решение задачи о связи резонатора с линиями передачи путем анализа эквивалентных схем исследуемых систем [69—75]. Однако для расчета параметров эквивалентных схем все же необходимо использовать электродинамические методы.

Анализ взаимодействия ферритового резонатора с электромагнитными полями при возбуждении магнитоэлектрических типов прецессии выполнен в ряде работ [76, 77].

Для инженерных расчетов резонансных устройств удобным является метод анализа, в котором линия передачи СВЧ и резонатор рассматриваются как связанная система. Степень связи характеризуется коэффициентом, через который представляются основные характеристики линии передачи с резонатором — коэффициенты отражения прохождения и поглощения электромагнитной энергии СВЧ [53, 78, 79].

В соответствии с этим методом задача решается в два этапа: вначале, решая уравнение баланса мощностей (либо анализируя эквивалентные схемы), получают общие выражения для характеристик линии передачи с резонатором. Затем вычисляют коэффициенты связи применительно к конкретным случаям расположения того или иного резонатора в линии передачи СВЧ.

Этот метод используется ниже для расчета различных СВЧ-схем с резонаторами в установленном режиме. Характеристики линий передачи с резонатором обсуждаются в настоящей главе.

Расчет коэффициентов связи и результаты экспериментального исследования изложены в следующей главе.

3. 3. СВЯЗЬ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА С ЛИНИЕЙ ПЕРЕДАЧИ СВЧ

При связи твердотельного резонатора с линией передачи учитывают два основных вида потерь: тепловые и потери на переизлучение электромагнитной энергии в линию передачи.

Для ферритового резонатора тепловые потери оцениваются параметром затухания в диссипативном члене уравнения Ландау—Лифшица. Этот параметр характеризует потери энергии однородно прецессирующих спинов, которая преобразуется в энергию колебаний кристаллической решетки и приводит к нагреву ферритового резонатора. Для диэлектрического резонатора тепловые потери оцениваются мнимой частью диэлектрической проницаемости материала.

Добротность резонатора, определяемая только с учетом тепловых потерь и называемая собственной, вычисляется по формуле [56]

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P_T} \quad (3.1)$$

где ω — круговая частота; W — энергия, запасаемая в резонаторе за период колебания; P_T — мощность тепловых потерь.

Для учета потерь на переизлучение пользуются величиной, называемой внешней добротностью (или добротностью связи), которую по аналогии с собственной добротностью вычисляют по формуле

$$Q_{св} = \frac{\omega W}{P_{и}}, \quad (3.2)$$

где $P_{и}$ — мощность, переносимая по линии передачи волнами, переизлученными резонатором.

Коэффициент связи резонатора с линией передачи СВЧ определяется как отношение собственной добротности к добротности связи

$$K = \frac{Q_0}{Q_{св}} = \frac{P_{и}}{P_T} \quad (3.3)$$

Ниже будет показано, что коэффициент связи удобно использовать при вычислении коэффициентов отражения прохождения и поглощения линии передачи СВЧ с твердотельным резонатором.

Отметим, что в общем случае связи резонатора с линией передачи СВЧ мощность $P_{и}$ может переноситься переизлученными электромагнитными волнами в нескольких направлениях. Так, например, при связи резонатора с согласованной линией передачи переизлученная мощность может передаваться как в направлении к генератору ($P_{1и}$), так и в направлении к нагрузке ($P_{2и}$).

При этом равенство $P_{1и} = P_{2и}$ характеризует взаимную связь резонатора с линией передачи. Она имеет место при линейной поляризации СВЧ магнитного поля, с которым взаимодействует ферритовый резонатор. Связь диэлектрического резонатора с линией передачи всегда имеет взаимный характер. При взаимной связи резонатора с линией передачи затухание электромагнитной энергии одинаково для волн, распространяющихся в противоположных направлениях.

Неравенство $P_{1и}$ и $P_{2и}$ характеризует не взаимную связь резонатора с линией передачи, которая имеет место при эллиптической поляризации СВЧ магнитного поля, взаимодействующего с ферритовым резонатором. Невзаимность проявляется наиболее эффективно в случае круговой поляризации магнитного поля, когда (в первом приближении) резонатор переизлучает мощность только в одном направлении. При не взаимной связи затухание электромагнитной энергии неодинаково для волн, распространяющихся в противоположных направлениях.

3. 4. ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ РЕЗОНАТОР В НЕСОГЛАСОВАННОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Рассчитаем коэффициенты отражения, прохождения и поглощения при включении твердотельного резонатора как неоднородности в линии передачи. Будем полагать, что на выходе линии передачи включена реальная нагрузка с комплексным коэффициентом отражения Γ_n [81]. Анализируя, примем основные допущения:

1. Размеры резонатора вдоль оси линии передачи незначительны по сравнению с длиной электромагнитной волны. Соотношения между падающей и отраженной волнами определяем с учетом только волны основного типа на значительном расстоянии от резонатора, где нераспространяющиеся волны затухают до пренебрежимо малых значений.

2. В уравнение баланса мощностей введем мощность, переносимую волной, отраженной от нагрузки, хотя взаимодействие резонатора с полем этой волны учитывать не будем. Это приближение в случае взаимной связи резонатора с линией передачи даст ошибку порядка $\Gamma_n T$, где T — коэффициент прохождения. Численная оценка показывает, что при КСВН нагрузки, равном 3, ошибка в определении коэффициентов отражения, прохождения и поглощения не превысит 20—25%. Поэтому использование полученных результатов должно быть ограничено небольшими КСВН нагрузки, за исключением случая полностью не взаимной связи ферритового резонатора с линией передачи, когда СВЧ магнитное поле, взаимодействующее с резонатором, имеет правую круговую поляризацию, и ошибка исключается в силу не взаимных свойств этого резонатора. Если взаимодействующее с ферритовым резонатором СВЧ магнитное поле имеет левую круго-

вую поляризацию, то формальное применение соотношений, полученных в результате приближенного решения задачи, невозможно.

Пусть резонатор расположен в произвольном месте поперечного сечения линии передачи (рис. 30) на расстоянии z_0 от несогласованной нагрузки с комплексным коэффициентом отражения по магнитному полю $\Gamma_{0.н}$. Коэффициент отражения нагрузки, пересчитанный в сечение z_0 , где расположен резонатор, обозначим

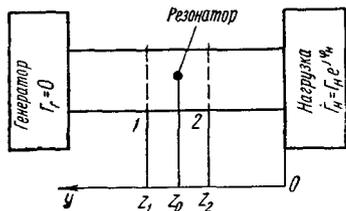


Рис. 30. Твердотельный резонатор в несогласованной линии передачи.

$$\Gamma_n = \Gamma_{0.н} e^{-j2\beta z_0} = |\Gamma_n| e^{j\varphi}, \quad (3.4)$$

где $\varphi = \varphi_n - 2\beta z_0$; $|\Gamma_n|$, φ_n — соответственно модуль и фазовый угол коэффициента отражения нагрузки; β — продольное волновое число.

Определим частные коэффициенты связи резонатора с линией передачи в виде

$$K_1 = \frac{Q_0}{Q_{1св}} = \frac{P_{1н}}{P_T}, \quad K_2 = \frac{Q_0}{Q_{2св}} = \frac{P_{2н}}{P_T}, \quad (3.5)$$

где $Q_{1св}$, $Q_{2св}$ — соответственно входная и выходная внешние добротности резонатора; $P_{1н}$, $P_{2н}$ — мощности, переносимые по линии передачи волнами, переизлученными резонатором соответственно в направлении к генератору (индекс «1») и в направлении к нагрузке (индекс «2»). Полный коэффициент связи резонатора с линией передачи равен сумме частных коэффициентов $K = K_1 + K_2$.

Составим уравнение баланса мощностей [81] в несогласованной линии с резонатором, для чего просуммируем мощности, входящие в объем волновода, расположенный между сечениями 1—1 и 2—2, и приравняем их сумме, состоящей из мощностей, расходящихся от указанного объема, и мощности, поглощенной резонатором. Уравнение баланса мощностей имеет вид

$$P_{пад} + P_{отр.н} = P_{отр} + P_{прош} + P_T, \quad (3.6)$$

где $P_{пад}$ — мощность падающей волны; $P_{отр.н}$ — мощность волны, отраженной от нагрузки; $P_{отр}$ — мощность волны, отраженной от резонатора; $P_{прош}$ — мощность прошедшей волны; P_T — мощность, поглощенная в резонаторе.

Представим эти мощности через $P_{пад}$ и коэффициенты отражения Γ , прохождения T и поглощения κ

$$\begin{aligned} P_{отр.н} &= P_{пад} T T^* \Gamma_n \Gamma_n^*; & P_{отр} &= P_{пад} \Gamma \Gamma^*; \\ P_{прош} &= P_{пад} T T^*; & P_T &= P_{пад} \kappa. \end{aligned} \quad (3.7)$$

После подстановки (3.7) в уравнение (3.6) имеем

$$\Gamma \Gamma^* + T T^* (1 - \Gamma_n \Gamma_n^*) + \kappa = 1. \quad (3.8)$$

Вычислим коэффициенты отражения, прохождения и поглощения на частоте, равной резонансной, и определим их по магнитному полю в виде

$$\begin{aligned} \Gamma_p &= \frac{h_{отр.н} + h_{1н}}{h} = T_p \Gamma_n + D_{1p} = (1 + D_{2p}) \Gamma_n + D_{1p}; \\ T_p &= \frac{h + h_{2н}}{h} = 1 + D_{2p}; & \kappa_p &= \frac{P_T}{P_{пад}}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

где h — амплитуда магнитной составляющей падающей волны; $h_{отр.н}$ — амплитуда волны, отраженной от нагрузки; $h_{1н}$, $h_{2н}$ — амплитуды волн, переизлученных резонатором; D_{1p} , D_{2p} — нормированные по амплитуде падающей волны коэффициенты переизлучения. (В последующих формулах Γ_n — модуль коэффициента отражения).

Из соотношения (3.8) имеем

$$D_{1p}^2 + D_{2p}^2 + 2D_{1p}D_{2p}\Gamma_n \cos \varphi + 2D_{1p}\Gamma_n \cos \varphi + 2D_{2p} + \kappa_p = 0,$$

откуда с учетом того, что

$$D_{1p}^2 = \frac{P_{1н}}{P_{пад}} = K_1 \kappa_p, \quad D_{2p}^2 = \frac{P_{2н}}{P_{пад}} = K_2 \kappa_p,$$

нетрудно получить сначала

$$\begin{aligned} D_{1p} &= -\frac{2\sqrt{K_1 K_2} + 2K_1 \Gamma_n \cos \varphi}{1 + K_1 + K_2 + 2\sqrt{K_1 K_2} \Gamma_n \cos \varphi}, \\ D_{2p} &= -\frac{2K_2 + 2\sqrt{K_1 K_2} \Gamma_n \cos \varphi}{1 + K_1 + K_2 + 2\sqrt{K_1 K_2} \Gamma_n \cos \varphi}, \end{aligned}$$

а затем и соотношения для коэффициентов прохождения, отражения и поглощения на частоте, равной резонансной: коэффициент прохождения

$$T_p = \frac{1 + K_1 - K_2}{1 + K_1 + K_2 + 2\sqrt{K_1 K_2} \Gamma_n \cos \varphi}; \quad (3.10)$$

коэффициент отражения

$$\begin{aligned} \Gamma_p &= -\frac{2\sqrt{K_1 K_2} - (1 - K_1 - K_2) \Gamma_n \cos \varphi}{1 + K_1 + K_2 + 2\sqrt{K_1 K_2} \Gamma_n \cos \varphi} + \\ &+ j \frac{(1 + K_1 - K_2) \Gamma_n \sin \varphi}{1 + K_1 + K_2 + 2\sqrt{K_1 K_2} \Gamma_n \cos \varphi}; \end{aligned} \quad (3.11)$$

коэффициент поглощения

$$\kappa_p = \left(\frac{2\sqrt{K_2} + 2\sqrt{K_1} \Gamma_n \cos \varphi}{1 + K_1 + K_2 + 2\sqrt{K_1 K_2} \Gamma_n \cos \varphi} \right)^2 \quad (3.12)$$

Рассмотрим два частных случая:

1. Случай $K_1 = K_2 = 0,5K$ имеет место при взаимной связи резонатора с линией передачи. Соотношения для коэффициентов

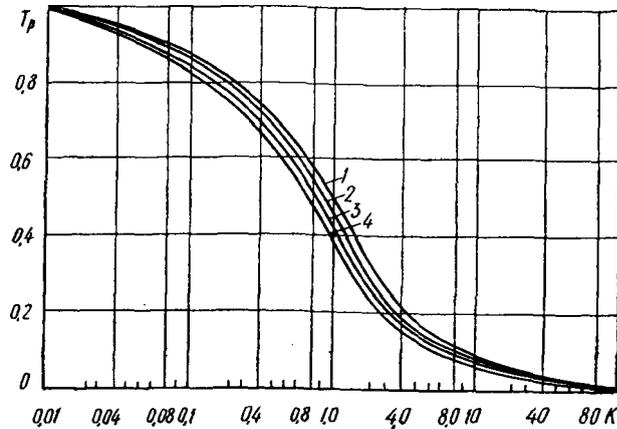


Рис. 31. Зависимости коэффициента прохождения при резонансе от степени взаимной связи ($K_1 = K_2 = 0,5K$) резонатора с несогласованной линией передачи при $|\Gamma_n|$ в качестве параметра:

1 — $|\Gamma_n| = 0$; 2 — $|\Gamma_n| = 0,1$; 3 — $|\Gamma_n| = 0,3$; 4 — $|\Gamma_n| = 0,5$; $\varphi = \varphi_n - 2\beta z_0 = \pi \cdot 2\pi$; $\pi = 0, 1, 2, \dots$

прохождения, отражения и поглощения при этом равны

$$T_p = \frac{1}{1 + K + K\Gamma_n \cos \varphi}; \quad (3.13)$$

$$\Gamma_p = -\frac{K - (1 - K)\Gamma_n \cos \varphi}{1 + K + K\Gamma_n \cos \varphi} + j \frac{\Gamma_n \sin \varphi}{1 + K + K\Gamma_n \cos \varphi}; \quad (3.14)$$

$$\kappa_p = \frac{2K(1 + \Gamma_n \cos \varphi)^2}{(1 + K + K\Gamma_n \cos \varphi)^2}. \quad (3.15)$$

Зависимости коэффициентов от степени связи резонатора с линией передачи показаны на рис. 31—33. Коэффициент прохождения всегда больше нуля и приближается к нему при очень сильной связи. С увеличением отражения от нагрузки коэффи-

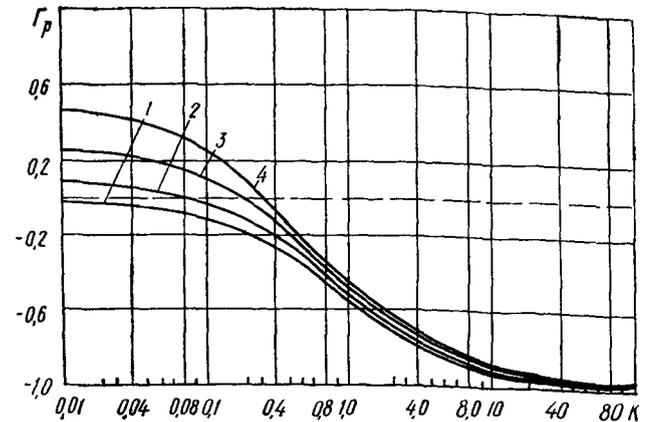


Рис. 32. Зависимости коэффициента отражения при резонансе от степени взаимной связи ($K_1 = K_2 = 0,5K$) резонатора с несогласованной линией передачи при $|\Gamma_n|$ в качестве параметра:

1 — $|\Gamma_n| = 0$; 2 — $|\Gamma_n| = 0,1$; 3 — $|\Gamma_n| = 0,3$; 4 — $|\Gamma_n| = 0,5$; $\varphi = \varphi_n - 2\beta z_0 = \pi \cdot 2\pi$; $\pi = 0, 1, 2, \dots$

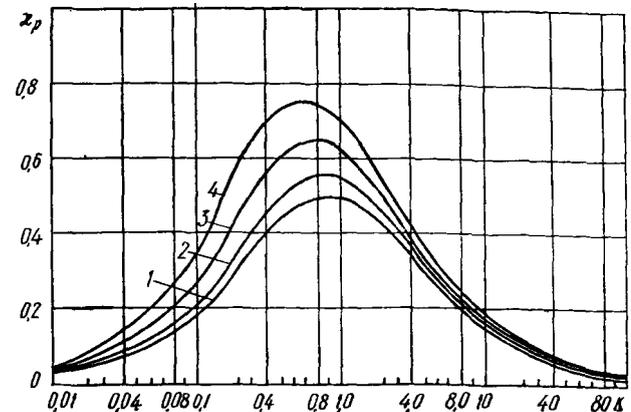


Рис. 33. Зависимости коэффициента поглощения при резонансе от степени взаимной связи ($K_1 = K_2 = 0,5K$) резонатора с несогласованной линией передачи при $|\Gamma_n|$ в качестве параметра:

1 — $|\Gamma_n| = 0$; 2 — $|\Gamma_n| = 0,1$; 3 — $|\Gamma_n| = 0,3$; 4 — $|\Gamma_n| = 0,5$; $\varphi = \varphi_n - 2\beta z_0 = \pi \cdot 2\pi$; $\pi = 0, 1, 2, \dots$

циент прохождения уменьшается. При согласованной нагрузке ($\Gamma_n = 0$) коэффициент отражения от резонатора всегда больше нуля. При несогласованной нагрузке коэффициент отражения Γ_p может быть равен нулю при некоторых значениях K и Γ_n . Равенство нулю имеет место в случае, когда волна, прошедшая к несогласованной нагрузке и отраженная от нее, компенсирует вол-

ну, отраженную от резонатора. Отражение энергии электромагнитной волны от резонатора при сильной связи его с линией передачи используется для создания взаимных режекторных фильтров. Коэффициент поглощения κ_p в случае несогласованной нагрузки может принимать значения больше 0,5, в отличие от

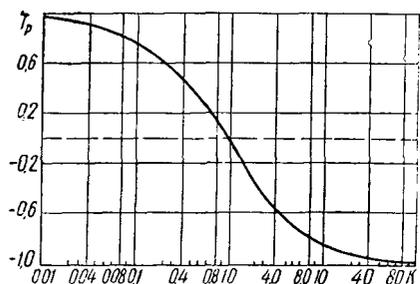


Рис. 34. Зависимость коэффициента прохождения при резонансе от степени невязимной связи ($K_1=0$, $K_2=K$) резонатора с линией передачи.

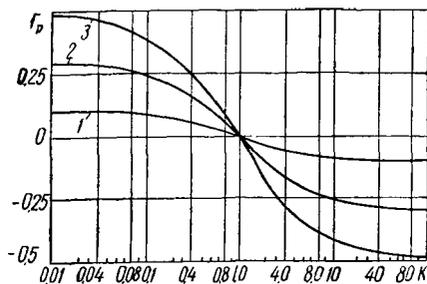


Рис. 35. Зависимости коэффициента отражения при резонансе от степени невязимной связи ($K_1=0$, $K_2=K$) резонатора с несогласованной линией передачи при $|\Gamma_n|$ в качестве параметра:

$$1 - |\Gamma_n|=0.1; 2 - |\Gamma_n|=0.3; 3 - |\Gamma_n|=0.5.$$

полного согласования линии с нагрузкой, когда $\kappa_p=0,5$ при коэффициенте связи $K=1$.

2. Случай $K_1=0$, $K_2=K$ имеет место при полностью невязимной связи резонатора с линией передачи. Соотношения для коэффициентов прохождения, отражения и поглощения имеют вид

$$T_p = \frac{1-K}{1+K}; \quad (3.16)$$

$$\Gamma_p = \frac{1-K}{1+K} \Gamma_n e^{i\varphi} = T_p \Gamma_n e^{i\varphi}; \quad (3.17)$$

$$\kappa_p = \frac{4K}{(1+K)^2}. \quad (3.18)$$

На рис. 34—36 представлены зависимости коэффициентов T_p , Γ_p , κ_p от степени связи резонатора с линией передачи. Коэффициент прохождения не зависит от коэффициента отражения нагрузки в силу невязимных свойств ферритового резонатора. При критической связи $K_{кр}=1$ коэффициент прохождения равен нулю. При более сильной связи фаза прошедшей волны изменяется на 180° . Полное поглощение мощности при критической связи резонатора с линией передачи используется для создания невязимных режекторных фильтров. При сильной связи возможно создание невязимного фазовращателя с небольшими вносимыми потерями [68]. При критической связи коэффициент отражения всегда равен нулю, так как в этом случае волна не проходит к

несогласованной нагрузке (коэффициент поглощения равен 1). При других коэффициентах связи отражение увеличивается.

В случае, когда линия передачи согласована полностью ($\Gamma_n=0$), соотношения для коэффициентов отражения, прохождения и поглощения приведены в табл. 2 как для общего случая связи, так и для рассмотренных выше двух частных случаев.

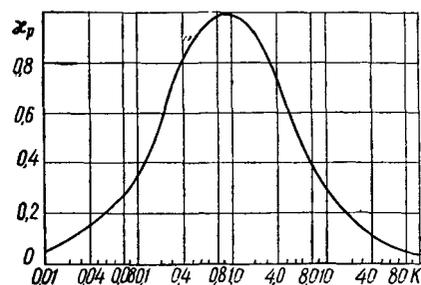


Рис. 36. Зависимость коэффициента поглощения при резонансе от степени невязимной связи ($K_1=0$, $K_2=K$) резонатора с линией передачи.

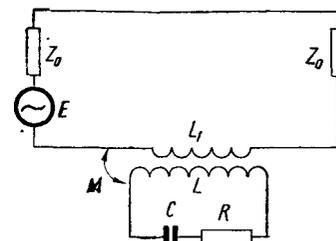


Рис. 37. Эквивалентная схема системы согласованная линия передачи — твердотельный резонатор.

Соотношения для коэффициентов прохождения, отражения и поглощения не только на частоте, равной резонансной, но и при расстройке вблизи резонанса можно получить, воспользовавшись эквивалентной схемой связанной системы (рис. 37) и методами теории цепей как это делается в случае полых резонаторов [71, 83]. На эквивалентной схеме рис. 37 резонатор представлен в виде колебательного LCR-контура, связанного с апериодической системой—линией передачи. Основанием для такого представления резонатора является то, что резонансная кривая высокодобротного твердотельного резонатора может быть аппроксимирована амплитудно-частотной характеристикой одиночного контура. Анализируя эквивалентную схему, нетрудно вычислить сначала полное входное сопротивление линии передачи, пересчитанное в сечение, где включен резонатор, а затем коэффициенты отражения и прохождения, представленные через коэффициент связи [83] $K = (\omega M)^2 / R Z_0$ и обобщенную расстройку $\xi = Q_0 (\omega / \omega_p - \omega_p / \omega)$. Здесь ω , ω_p — круговая частота и ее резонансное значение; M — взаимдуктивность; R , Z_0 — характеристические сопротивления LCR-контура и линии передачи.

Сравнение формул для коэффициентов отражения, прохождения и поглощения, полученных в результате решения уравнения баланса мощностей и анализа эквивалентной схемы, показывает, что формулы для этих коэффициентов при расстройке могут быть получены формально заменой в соответствующих соотношениях коэффициента связи K при резонансе на комплексный коэффи-

Расчетные соотношения для коэффициентов отражения Γ , прохождения T и поглощения κ при включении резонатора как неоднородности в согласованной линии передачи

Общий случай связи $K_1 + K_2$	Частный случай связи $K_1 = K_2 = 0,5K$	Частный случай связи $K_1 = 0, K_2 = K$
$\Gamma_p = -\frac{2\sqrt{K_1 K_2}}{1 + K_1 + K_2}$ $T_p = \frac{1 + K_1 - K_2}{1 + K_1 + K_2}$ $\kappa_p = \frac{4K_2}{(1 + K_1 + K_2)^2}$	<p>Обобщенная расстройка равна нулю</p> $\Gamma_p = -\frac{K}{1 + K}$ $T_p = \frac{K}{1 + K}$ $\kappa_p = \frac{2K}{(1 + K)^2}$	<p>Частный случай связи $K_1 = 0, K_2 = K$</p> $\Gamma_p = 0$ $T_p = \frac{1 - K}{1 + K}$ $\kappa_p = \frac{4K}{(1 + K)^2}$
<p>Обобщенная расстройка равна ξ</p> $ \Gamma = 2\sqrt{\frac{K_1 K_2}{(1 + K_1 + K_2)^2 + \xi^2}}$ $\varphi_\Gamma = \varphi_0 - 2\beta z$ $\varphi_0 = -\arctg \frac{\xi}{1 + K_1 + K_2}$ $ T = \frac{\sqrt{[(1 + K_1)^2 - K_2^2 + \xi^2]^2 + (2K_2 \xi)^2}}{(1 + K_1 + K_2)^2 + \xi^2}$ $\varphi_T = \arctg \frac{2K_2 \xi}{(1 + K_1)^2 - K_2^2 + \xi^2}$ $\kappa = \frac{4K_2}{(1 + K_1 + K_2)^2 + \xi^2}$	<p>Обобщенная расстройка равна ξ</p> $ \Gamma = \frac{K}{\sqrt{(1 + K)^2 + \xi^2}}$ $\varphi_\Gamma = \varphi_0 - 2\beta z$ $\varphi_0 = -\arctg \frac{\xi}{1 + K}$ $ T = \frac{\sqrt{[(1 + K)^2 - K^2 + \xi^2]^2 + (K\xi)^2}}{(1 + K)^2 + \xi^2}$ $\varphi_T = \arctg \frac{K\xi}{1 + K + \xi^2}$ $\kappa = \frac{2K}{(1 + K)^2 + \xi^2}$	<p>Частный случай связи $K_1 = 0, K_2 = K$</p> $ \Gamma = \frac{\sqrt{(1 - K^2 + \xi^2)^2 + (2K\xi)^2}}{(1 + K)^2 + \xi^2}$ $\varphi_\Gamma = \arctg \frac{2K\xi}{1 - K^2 + \xi^2}$ $\kappa = \frac{4K}{(1 + K)^2 + \xi^2}$

ЦИЕНТ СВЯЗИ

$$K_\kappa = \frac{K}{1 + j\xi} \quad (3.19)$$

Соотношения для амплитудно-частотных и фазо-частотных характеристик приведены в табл. 2. Годографы коэффициентов прохождения при различной связи резонатора с линией передачи на рис. 38 и 39.

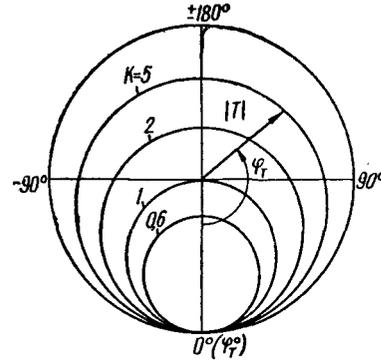


Рис. 38. Годографы коэффициентов прохождения согласованной линии передачи с резонатором при некоторых значениях коэффициента не-взаимной связи ($K_1 = 0, K_2 = K$) резонатора с линией передачи.

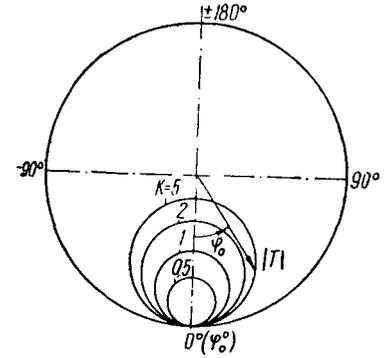


Рис. 39. Годографы коэффициентов прохождения согласованной линии передачи с резонатором при некоторых значениях коэффициента взаимной связи ($K_1 = K_2 = 0,5K$) резонатора с линией передачи.

При включении резонатора как неоднородности в согласованную линию экспериментальное определение коэффициентов связи [84] сводится к измерению коэффициентов отражения или прохождения с последующим вычислением по формулам

$$K = \frac{1 - \Gamma_p}{\Gamma_p} = \frac{T_p}{1 - T_p} \quad (3.20)$$

в случае взаимной связи резонатора с линией передачи и

$$K = \frac{1 - T_p}{1 + T_p} \quad (3.21)$$

в случае полностью не-взаимной связи ферритового резонатора с линией передачи.

Собственную добротность резонатора, связанного с согласованной линией, можно экспериментально определить, исследуя частотную зависимость коэффициента отражения или прохождения. В первом случае при взаимной связи сначала следует измерить нагруженную добротность резонатора на уровне $|\Gamma| = \Gamma_p/\sqrt{2}$ и коэффициент отражения при резонансе, а затем вычи-

слить собственную добротность

$$Q_0 = \frac{Q_n}{1 - \Gamma_p} \quad (3.22)$$

При исследовании частотной зависимости коэффициента прохождения и взаимной связи резонатора с линией передачи можно непосредственно найти собственную добротность. Для этого сле-

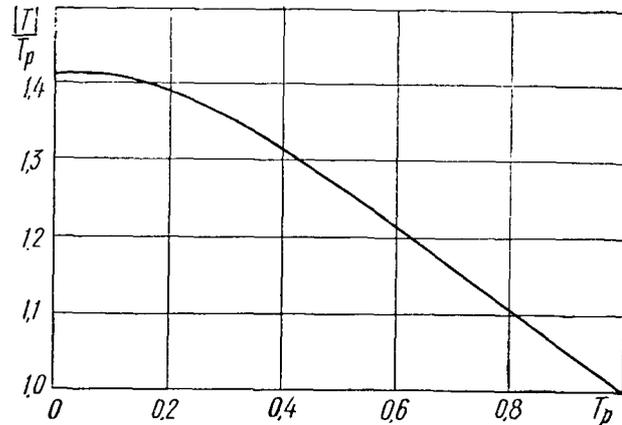


Рис. 40. Расчетный график для определения уровня отсчета собственной добротности резонатора по резонансной кривой коэффициента прохождения при взаимной связи ($K_1 = K_2 = 0,5K$) резонатора с согласованной линией передачи.

дует измерить коэффициент прохождения при резонансе и затем вычислить по формуле

$$\frac{|T|}{T_p} = \sqrt{\frac{2}{1 + T_p^2}} \quad (3.23)$$

значение коэффициента прохождения, соответствующего расстройке, величина которой непосредственно дает информацию о собственной добротности резонатора. Для расчета коэффициента прохождения, при котором измеряется собственная добротность резонатора, можно воспользоваться также рис. 40.

Для расчета различных СВЧ-схем с твердотельными резонаторами необходимо иметь матрицу рассеяния резонатора. Элементы матрицы можно получить, воспользовавшись приведенными выше соотношениями для характеристик согласованной линии передачи с твердотельным резонатором. Элементы матрицы рассеяния S_{11} и S_{21} соответствуют коэффициентам отражения и прохождения. Поскольку элементы матрицы рассеяния обычно определяются как отношения электрических составляющих поля расходящихся и сходящихся волн, а коэффициенты отражения и прохождения были определены выше как отношения магнит-

ных составляющих поля, то при переходе от коэффициента отражения Γ к элементу матрицы рассеяния S_{11} необходимо изменить знак. Для получения коэффициентов рассеяния S_{22} и S_{12} можно также воспользоваться соотношениями для Γ , T и поменять местами индексы у коэффициентов связи, так как волна, переизлучаемая резонатором в направлении к генератору, распространяется в том же направлении, что и волна, приходящая с выхода линии передачи, а волна, переизлучаемая в направлении к нагрузке, распространяется навстречу волне, приходящей с выхода линии передачи. С учетом этих значений матрицу рассеяния твердотельного резонатора можно записать в виде

$$[S] = \frac{1}{1 + K_1 + K_2 + j\xi} \begin{bmatrix} 2\sqrt{K_1 K_2} & 1 - K_1 + K_2 + j\xi \\ 1 + K_1 - K_2 + j\xi & 2\sqrt{K_1 K_2} \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

В частном случае взаимной связи резонатора с линией передачи матрица рассеяния равна

$$[S] = \frac{1}{1 + K + j\xi} \begin{bmatrix} K & 1 + j\xi \\ 1 + j\xi & K \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

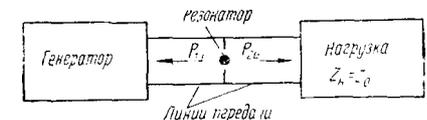
В частном случае невязимной связи ферритового резонатора с линией передачи матрица рассеяния равна

$$[S] = \frac{1}{1 + K + j\xi} \begin{bmatrix} 0 & 1 + K + j\xi \\ 1 - K + j\xi & 0 \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

3. 5. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ РЕЗОНАТОР, ВКЛЮЧЕННЫЙ КАК ЭЛЕМЕНТ СВЯЗИ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

Примером включения резонатора как элемента связи линий передачи является простейший однорезонаторный полосно-про-

Рис. 41. Твердотельный резонатор, включенный как элемент связи линий передачи.



пускающий фильтр, в котором (рис. 41) твердотельный резонатор расположен в отверстии связи, выполненном в общей торцовой стенке двух линий передачи. Вместо отверстия можно использовать другой элемент связи, например, отрезок заперделного волновода. Передача электромагнитной энергии в такой системе в общем случае обусловлена двумя эффектами: резонансной передачей электромагнитной энергии при помощи резонатора и чисто реактивной связью линий передачи через элемент связи.

Получим энергетические соотношения для системы (рис. 41)

в приближении пренебрежимо малой связи через отверстие, когда резонатор отсутствует. Как и раньше, коэффициенты прохождения и отражения определим как отношения амплитуд полей с учетом только основного типа волны.

Определив частные коэффициенты связи резонатора с линиями передачи в виде (3.5), запишем уравнение баланса мощностей в системе при резонансе

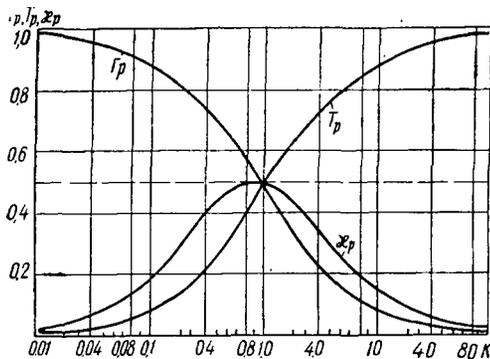


Рис. 42. Зависимости коэффициентов прохождения, отражения и поглощения при резонансе от степени взаимной связи ($K_1=K_2=0,5K$) резонатора с входной и выходной линиями передачи.

Здесь и в дальнейшем индексами «1», «2» отмечены параметры, характеризующие связь резонатора соответственно с входной и выходной линией передачи.

Решив уравнение баланса мощностей аналогично тому, как это было сделано в предыдущем разделе, нетрудно получить со-

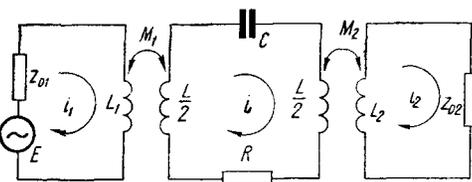


Рис. 43. Эквивалентная схема включения резонатора как элемента связи линий передачи.

отношения для коэффициентов прохождения, отражения и поглощения. Они приведены в табл. 3 как для общего случая $K_1 \neq K_2$, так и для частного случая одинаковой связи $K_1=K_2=0,5K$ резонатора с входной и выходной линиями.

В исследуемой схеме при сильной связи имеет место почти полная резонансная передача электромагнитной энергии в выходную линию, а отражение и поглощение мощности при этом мало (рис. 42).

Соотношения для коэффициентов прохождения, отражения и поглощения при расстройке нетрудно получить, воспользовав-

шись либо эквивалентной схемой связанной системы (рис. 43), либо используя выражения для характеристик Γ_p , T_p , κ_p при резонансе и соотношение (3.19) для коэффициента связи. Эти соотношения для характеристик линии передачи с резонатором приведены в табл. 3.

Коэффициенты связи можно определить путем измерения коэффициентов отражения и прохождения с последующим вычислением по формулам

$$K_1 = \frac{(1 - \Gamma_p)^2}{1 - \Gamma_p^2 - T_p^2}, \quad K_2 = \frac{T_p^2}{1 - \Gamma_p^2 - T_p^2}. \quad (3.28)$$

При одинаковой связи резонатора с входной и выходной линиями передачи $K_1=K_2=0,5K$ эти формулы принимают вид

$$K = \frac{1 - \Gamma_p}{\Gamma_p} = \frac{|T_p|}{1 - |T_p|}. \quad (3.29)$$

Таблица 3

Расчетные соотношения для коэффициентов отражения Γ , прохождения T и поглощения κ при включении резонатора как элемента связи линий передачи

Общий случай связи $K_1 \neq K_2$	Частный случай связи $K_1=K_2=0,5 K$
Обобщенная расстройка равна нулю	
$\Gamma_p = \frac{1 - K_1 + K_2}{1 + K_1 + K_2}$	$\Gamma_p = \frac{1}{1 + K}$
$T_p = -\frac{2\sqrt{K_1 K_2}}{1 + K_1 + K_2}$	$T_p = -\frac{K}{1 + K}$
$\kappa_p = \frac{4K_1}{(1 + K_1 + K_2)^2}$	$\kappa_p = \frac{2K}{(1 + K)^2}$
Обобщенная расстройка равна ξ	
$ \Gamma = \frac{\sqrt{[(1 + K_2)^2 - K_1^2 + \xi^2]^2 + (2K_1\xi)^2}}{(1 + K_2 + K_2)^2 + \xi^2}$	$ \Gamma = \frac{\sqrt{(1 + K + \xi^2)^2 + (K\xi)^2}}{(1 + K)^2 + \xi^2}$
$\varphi_r = \varphi_0 - 2\beta z$	$\varphi_r = \varphi_0 - 2\beta z$
$\varphi_0 = \arctg \frac{2K_1\xi}{(1 + K_2)^2 - K_1^2 + \xi^2}$	$\varphi_0 = \arctg \frac{K\xi}{1 + K + \xi^2}$
$ T = 2\sqrt{\frac{K_1 K_2}{(1 + K_1 + K_2)^2 + \xi^2}}$	$ T = \frac{K}{\sqrt{(1 + K)^2 + \xi^2}}$
$\varphi_T = -\arctg \frac{\xi}{1 + K_1 + K_2}$	$\varphi_T = -\arctg \frac{\xi}{1 + K}$
$\kappa = \frac{4K_1}{(1 + K_1 + K_2)^2 + \xi^2}$	$\kappa = \frac{2K}{(1 + K)^2 + \xi^2}$

Для экспериментального определения собственной добротности твердотельного резонатора в данной схеме включения, как и в предыдущей, можно воспользоваться амплитудно-частотной характеристикой коэффициента отражения либо коэффициента прохождения. Более удобным является измерение коэффициента прохождения при резонансе T_p и нагруженной добротности по уровню коэффициента прохождения $|T| = \frac{T_p}{\sqrt{2}}$ с последующим вычислением собственной добротности

$$Q_0 = \frac{Q_n}{1 - |T_p|}. \quad (3.30)$$

3. 6. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ РЕЗОНАТОР В КОРОТКОЗАМКНУТОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Рассмотрим практически важный случай включения резонатора как неоднородности в короткозамкнутой линии передачи на расстоянии z_0 от плоскости короткого замыкания (рис. 44).

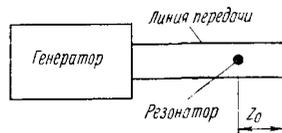


Рис. 44. Твердотельный резонатор в короткозамкнутой линии передачи.

При получении соотношений для коэффициентов отражения и поглощения, как и раньше, не будем учитывать влияние нераспространяющихся типов волн, которые могут возбуждаться резонатором.

Коэффициент отражения короткозамкнутой линии передачи с твердотельным резонатором можно определить, используя общее соотношение [85] для коэффициента отражения линии передачи, содержащей неоднородность и несогласованную нагрузку с коэффициентом отражения Γ_H

$$\Gamma = S_{11} + S_{12}S_{21} \frac{\Gamma_H}{1 - S_{22}\Gamma_H}. \quad (3.31)$$

В рассматриваемом случае $\Gamma_H = e^{-j2\beta z_0}$ и элементы матрицы [S] определяются соотношениями (3.25). При связи резонатора с короткозамкнутой линией передачи по поперечной составляющей магнитного поля коэффициент отражения равен

$$\Gamma_{кз} = \frac{1 - K - Ke^{-j2\beta z_0} + j\xi}{1 + K + Ke^{-j2\beta z_0} + j\xi}, \quad (3.32)$$

где $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ — продольное волновое число (λ — длина волны в линии).

В режиме резонанса ($\xi = 0$) коэффициент отражения равен

$$\Gamma_{р.кз} = \frac{1 - K - Ke^{-j2\beta z_0}}{1 + K + Ke^{-j2\beta z_0}} = |\Gamma_{р.кз}| e^{j\varphi}, \quad (3.33)$$

где

$$|\Gamma_{р.кз}| = \sqrt{\frac{1 + 4K(K-1)\cos^2\beta z_0}{1 + 4K(K+1)\cos^2\beta z_0}}; \quad (3.34)$$

$$\varphi_r = \arctg \frac{\sin 2\beta z_0}{2K^2 - (1 - 2K^2)\cos 2\beta z_0}. \quad (3.35)$$

Для частного случая расположения резонатора на расстоянии $z_0 = n\lambda/2$ ($n = 1, 2, \dots$) от плоскости короткого замыкания соотношения для коэффициентов отражения и поглощения приведены в табл. 4. Формула для коэффициента поглощения получена из уравнения баланса мощностей в системе. Такие же соотношения для этого частного случая расположения резонатора можно получить, анализируя эквивалентную схему связанной системы (рис. 45).

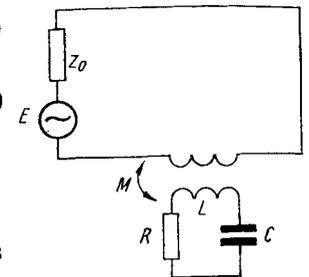


Рис. 45. Эквивалентная схема системы короткозамкнутой линии передачи — твердотельный резонатор.

Условие полного поглощения мощности резонатором соответствует связи $2K = K_{кр} = 1$. При более сильной связи фаза отраженной волны при расстройке в области резонанса изменяется в пределах 360° , что служит основой для создания фазовращателя отражающего типа.

Изменяя расстояние между плоскостью короткого замыкания и твердотельным резонатором, можно регулировать степень его

Таблица 4

Расчетные соотношения для коэффициентов отражения Γ и поглощения κ при включении резонатора как неоднородности в короткозамкнутой линии передачи

Обобщенная расстройка равна нулю	Обобщенная расстройка равна ξ
$\Gamma_p = \frac{1-2K}{1+2K}$	$ \Gamma = \frac{\sqrt{(1-4K^2+\xi^2)^2+(4K\xi)^2}}{(1+2K)^2+\xi^2}$
	$\varphi_r = \varphi_0 - 2\beta z$
	$\varphi_0 = \arctg \frac{4K\xi}{1-4K^2+\xi^2}$
$\kappa_p = \frac{8K}{(1+2K)^2}$	$\kappa = \frac{8K}{(1+2K)^2+\xi^2}$

связи с линией передачи. Это свойство используют обычно для измерения собственной добротности резонатора при очень слабой связи его с линией передачи [86].

3. 7. КОМБИНИРОВАННЫЕ СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА

Рассмотрим схему включения резонатора как элемента связи и неоднородности в согласованной линии передачи. В этой схеме

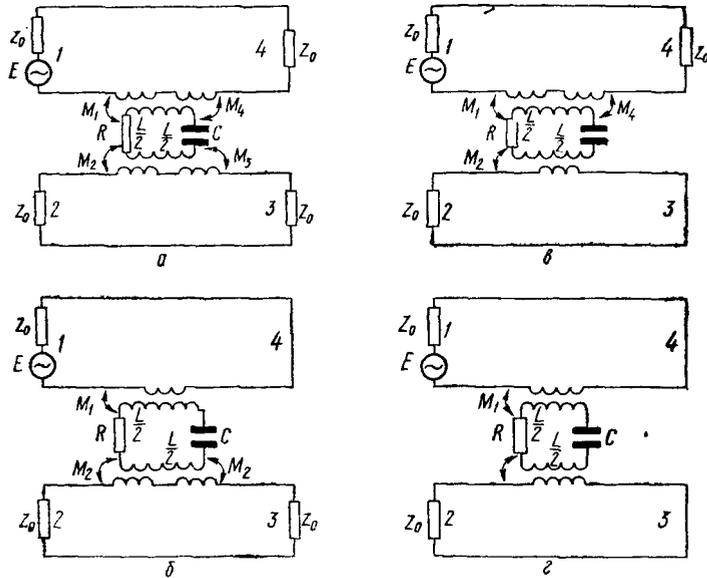


Рис. 46. Комбинированные схемы включения твердотельного резонатора.

имеются две согласованные линии передачи с общей стенкой. Резонатор обычно помещен в отверстие связи, выполненном в этой стенке [69, 79, 96].

При включении генератора в плечо 1 (рис. 46, а) мощность СВЧ-сигнала P частично поглощается в резонаторе (P_T) и частично переизлучается им в направлении всех плеч (P_{in}), в данном случае $i=1, 2, 3, 4$. Определим коэффициенты связи резонатора с линиями передачи отдельно по каждому плечу $K_i = P_{in}/P_T$, и составим уравнение баланса мощностей в системе

$$P = P_{1n} + P_{2n} + P_{3n} + P_{4\text{ прощ}} + P_T. \quad (3.36)$$

В терминах элементов матрицы рассеяния это уравнение на частоте СВЧ-сигнала, равной резонансной, имеет вид

$$1 = S_{11p}^2 + S_{21p}^2 + S_{31p}^2 + S_{41p}^2 + \kappa_p, \quad (3.37)$$

где $S_{11p} = D_{1p}$, $S_{21p} = D_{2p}$, $S_{31p} = D_{3p}$, $S_{41p} = 1 + D_{4p}$ — элементы матрицы рассеяния; D_i — нормированный по амплитуде падающей волны коэффициент переизлучения в i -м направлении.

Решая уравнение баланса (3.37) уже известным путем, получим соотношения для элементов матрицы рассеяния

$$S_{11p} = -\frac{2\sqrt{K_1K_4}}{1+K}; \quad S_{21p} = -\frac{2\sqrt{K_2K_4}}{1+K};$$

$$S_{31p} = -\frac{2\sqrt{K_3K_4}}{1+K}; \quad S_{41p} = \frac{1+K-2K_4}{1+K}; \quad K = \sum_{i=1}^4 K_i. \quad (3.38)$$

Применив подобные рассуждения при включении генератора поочередно во второе, третье, четвертое плечо и с учетом обобщения формул на случай расстройки в области резонанса, получим волновую матрицу рассеяния исследуемой системы

$$|S| = \frac{1}{1+K+j\xi} \begin{bmatrix} -2\sqrt{K_1K_4} & -2\sqrt{K_1K_3} \\ -2\sqrt{K_2K_4} & -2\sqrt{K_2K_3} \\ -2\sqrt{K_3K_4} & 1+K-2K_3+j\xi \\ 1+K-2K_4+i\xi & -2\sqrt{K_3K_4} \\ -2\sqrt{K_1K_2} & 1+K-2K_1+j\xi \\ 1+K-2K_2+j\xi & -2\sqrt{K_2K_1} \\ -2\sqrt{K_3K_2} & -2\sqrt{K_3K_1} \\ -2\sqrt{K_4K_2} & -2\sqrt{K_4K_1} \end{bmatrix}. \quad (3.39)$$

Рассмотрим два частных случая.

1. Невзаимная связь линий передачи может быть реализована при $K_1=K_3=0$, $K_2=K_4=0,5K$ (этот случай имеет место при расположении ферритового резонатора в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля входной и выходной линии передачи). При этом матрица рассеяния имеет вид

$$|S| = \frac{1}{1+K+j\xi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1+K+j\xi \\ -K & 0 & 1+j\xi & 0 \\ 0 & 1+K+j\xi & 0 & 0 \\ 1+j\xi & 0 & -K & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.40)$$

козамкнутыми являются одно плечо во входной и одно плечо в выходной линии (рис. 46, з), то анализ схемы приводит к матрице рассеяния

$$[S] = \frac{1}{1 + K + j\xi} \times \begin{bmatrix} 1 + K - 2K_1 + j\xi & -2\sqrt{K_1 K_2} & 0 & 0 \\ -2\sqrt{K_1 K_2} & 1 + K - 2K_2 + j\xi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.44)$$

3. 8. ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ РЕЗОНАТОР В ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ С НЕСКОЛЬКИМИ РАСПРОСТРАНЯЮЩИМИСЯ ВОЛНАМИ

При связи твердотельного резонатора с линией передачи, в которой могут распространяться несколько волн, имеются некоторые особенности передачи электромагнитной энергии. Обусловлены они тем, что эквивалентный дипольный момент сосредоточенного твердотельного резонатора является векторной величиной. Так, дипольный момент диэлектрического резонатора максимален в направлении, перпендикулярном торцевой стенке плоского резонатора; дипольный момент ферритового резонатора максимален в плоскости, перпендикулярной направлению поля подмагничивания. В направлениях, перпендикулярных указанным, амплитуда дипольного момента в первом приближении равна нулю. Благодаря такой ориентационной направленности дипольных моментов резонаторов и их малым размерам при связи резонатора с линией передачи, в которой могут распространяться несколько волн, возможны следующие основные случаи:

1. Одновременная связь резонатора с линией передачи по нескольким распространяющимся волнам. Если волны имеют взаимно перпендикулярную поляризацию, это позволяет создать резонансные вращатели плоскости поляризации и некоторые другие устройства [87].

2. Связь резонатора с линией передачи отдельно по каждой распространяющейся волне, что позволяет создать фильтры и возбудители типов волн, вентили и фазовращатели высших типов волн и другие устройства [88, 89].

Рассмотрим более подробно первый случай. При помещении твердотельного резонатора в линию передачи с двумя волнами, имеющими взаимно перпендикулярную плоскость поляризации, может наблюдаться резонансный поворот плоскости поляризации электромагнитной волны. Объясним физическую сущность этого явления [87] на примере связи ферритового резонатора с круг-

лым волноводом (рис. 48). При связи ферритового резонатора с круглым волноводом по двум волнам типа H_{11} со взаимно перпендикулярной поляризацией резонатор переизлучает энергию электромагнитного поля, переносимую по волноводу не только волной, плоскость поляризации которой совпадает с плоскостью поляризации падающей волны, но и волной того же типа, плоскость поляризации которой перпендикулярна по отношению к

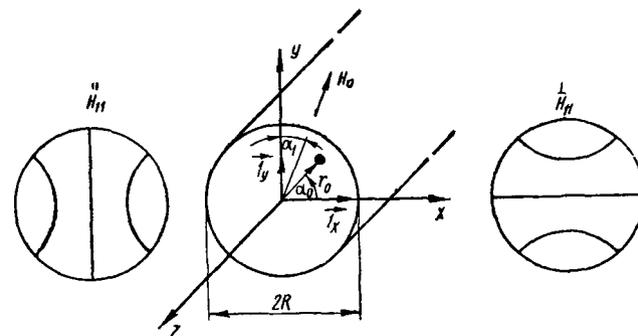


Рис. 48. Ферритовый резонатор в круглом волноводом.

падающей. Условием возбуждения ферритом электромагнитной волны с плоскостью поляризации, перпендикулярной к падающей, является наличие в месте расположения резонатора перпендикулярной к направлению поля подмагничивания составляющей СВЧ магнитного поля этой же волны. В результате этого плоскость поляризации волны, проходящей к нагрузке линии и определяемой суперпозицией падающей и переизлученной волн, будет повернута на определенный угол. Величина угла определяется соотношением амплитуд падающей и переизлученной волн. При этом линейная поляризация волны, испытавшей на частоте резонанса поворот плоскости поляризации, свидетельствует о синфазности возбуждения ферритом двух волн со взаимно перпендикулярной поляризацией, которые, как будет показано ниже, противофазны падающей волне.

Таким образом, общим для явления резонансного поворота плоскости поляризации в круглом волноводом с ферритовым резонатором и для явления связи через ферритовый резонатор входного и выходного ортогонально расположенных прямоугольных волноводов или объемных резонаторов [69, 79, 90] является то, что в обоих случаях падающая волна (колебание) возбуждает вынужденную прецессию вектора намагниченности феррита. Это влечет за собой возбуждение резонатором электромагнитной волны (колебания) с плоскостью поляризации, перпендикулярной к падающей. Для рассматриваемого явления специфично то, что в круглом волноводом волна, распространяющаяся после резонатора, является суперпозицией падающей волны и волны с перпен-

дикулярной к ней плоскостью поляризации, дополнительно возбуждаемой резонатором.

Аналогично объясняется резонансный поворот плоскости поляризации в волноводе с диэлектрическим резонатором. Условием поворота плоскости поляризации в данном случае является наличие в месте расположения диэлектрического резонатора перпендикулярных к торцовой стенке плоского резонатора составляющих поля падающей волны и волны со взаимно перпендикулярной поляризацией.

Получим основные соотношения для характеристик согласованного волновода с резонатором в случае, когда в волноводе могут распространяться две волны со взаимно перпендикулярными поляризациями. При этом будем учитывать связь резонатора с волноводом отдельно по каждому типу волны. Величины, характеризующие связь резонатора с волноводом по типу волны, плоскость поляризации которой совпадает с падающей, будем обозначать индексом \parallel , а величины, характеризующие связь по типу волны, плоскость поляризации которой перпендикулярна к падающей, — \perp .

Общий коэффициент связи резонатора с согласованным волноводом равен

$$K = \overset{\parallel}{K}_1 + \overset{\parallel}{K}_2 + \overset{\perp}{K}_1 + \overset{\perp}{K}_2, \quad (3.45)$$

где

$$\begin{aligned} \overset{\parallel}{K}_1 &= \overset{\parallel}{P}_{1н} / P_{\tau}, & \overset{\parallel}{K}_2 &= \overset{\parallel}{P}_{2н} / P_{\tau}, \\ \overset{\perp}{K}_1 &= \overset{\perp}{P}_{1н} / P_{\tau}, & \overset{\perp}{K}_2 &= \overset{\perp}{P}_{2н} / P_{\tau}. \end{aligned} \quad (3.46)$$

частные коэффициенты связи. Здесь

$$\overset{\parallel}{P}_{1н} = D_{1p}^2 P, \quad \overset{\parallel}{P}_{2н} = D_{2p}^2 P, \quad \overset{\perp}{P}_{1н} = \overset{\perp}{D}_{1p}^2 P, \quad \overset{\perp}{P}_{2н} = \overset{\perp}{D}_{2p}^2 P \quad (3.47)$$

мощности, переизлучаемые резонатором и переносимые по волноводу в направлении к генератору (индекс 1) и в направлении к нагрузке (индекс 2); D_p — нормированный коэффициент переизлучения при резонансе; P — мощность падающей волны.

Уравнение баланса мощностей при резонансе запишем в виде

$$P = P\Gamma_p^2 + P\Gamma_p^2 + P\kappa_p, \quad (3.48)$$

где (с учетом того, что характеристическое сопротивление волновода для падающей волны и волны с перпендикулярной к ней плоскостью поляризации одно и то же) характеристики волновода с резонатором равны:

а) коэффициент отражения

$$\Gamma_p = \frac{1_x \overset{\parallel}{H}_{1н} + 1_y \overset{\perp}{H}_{1н}}{1_x \overset{\parallel}{H}_{пад}} = 1_x \overset{\parallel}{D}_{1p} + 1_y \overset{\perp}{D}_{1p}; \quad (3.49)$$

модуль коэффициента отражения

$$\Gamma_p = \sqrt{\overset{\parallel}{D}_{1p}^2 + \overset{\perp}{D}_{1p}^2}, \quad (3.50)$$

угол поворота плоскости поляризации отраженной волны равен (относительно орты 1_x)

$$\psi_r = \arctg \frac{\overset{\perp}{D}_{1p}}{\overset{\parallel}{D}_{1p}}; \quad (3.51)$$

б) коэффициент прохождения

$$T = \frac{1_x \overset{\parallel}{H}_{пад} + 1_x \overset{\parallel}{H}_{2н} + 1_y \overset{\perp}{H}_{2н}}{1_x \overset{\parallel}{H}_{пад}} = 1_x (1 + \overset{\parallel}{D}_{2p}) + 1_y \overset{\perp}{D}_{2p}; \quad (3.52)$$

модуль коэффициента прохождения

$$T_p = \sqrt{(1 + \overset{\parallel}{D}_{2p})^2 + \overset{\perp}{D}_{2p}^2}; \quad (3.53)$$

угол поворота плоскости поляризации прошедшей волны

$$\Psi_r = \arctg \frac{\overset{\perp}{D}_{2p}}{1 + \overset{\parallel}{D}_{2p}}; \quad (3.54)$$

угол поворота плоскости поляризации волны, переизлученной в направлении к нагрузке,

$$\alpha_n = \arctg \frac{\overset{\perp}{D}_{2p}}{\overset{\parallel}{D}_{2p}}; \quad (3.55)$$

в) коэффициент поглощения

$$\kappa_p = \frac{P_{\tau}}{P}. \quad (3.56)$$

Решая уравнение баланса мощностей с учетом этих определенных характеристик волновода с резонатором, получим соотношения:

а) коэффициент отражения

$$\Gamma_p = \frac{2\sqrt{\overset{\parallel}{K}_2(\overset{\parallel}{K}_1 + \overset{\perp}{K}_1)}}{1 + K} = \sqrt{\overset{\parallel}{\Gamma}_p^2 + \overset{\perp}{\Gamma}_p^2}, \quad (3.57)$$

где

$$\overset{\parallel}{\Gamma}_p = -\frac{2\sqrt{\overset{\parallel}{K}_1 \overset{\parallel}{K}_2}}{1 + K}, \quad \overset{\perp}{\Gamma}_p = -\frac{2\sqrt{\overset{\perp}{K}_1 \overset{\perp}{K}_2}}{1 + K}, \quad (3.58)$$

угол поворота плоскости поляризации волны, отраженной в направлении к генератору,

$$\Psi_r = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\frac{1}{K_1}}{\frac{1}{K_1}}}; \quad (3.59)$$

б) коэффициент прохождения

$$T_p = \frac{\sqrt{(1+K-2K_2)^2 + 4K_2K_2}}{1+K} = \sqrt{\frac{1}{T_p^2} + \frac{1}{T_p^2}}, \quad (3.60)$$

где

$$\frac{1}{T_p} = \frac{1+K-2K_2}{1+K}; \quad \frac{1}{T_p} = -\frac{2\sqrt{K_2K_2}}{1+K}; \quad (3.61)$$

угол поворота плоскости поляризации волны, прошедшей в направлении к нагрузке,

$$\Psi_r = -\operatorname{arctg} \frac{2\sqrt{K_2K_2}}{1+K-2K_2}; \quad (3.62)$$

угол поворота плоскости поляризации волны, переизлученной в направлении к нагрузке,

$$\alpha_n = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\frac{1}{K_2}}{\frac{1}{K_2}}}; \quad (3.63)$$

в) коэффициент поглощения

$$\kappa_p = \frac{4K_2}{(1+K)^2}. \quad (3.64)$$

Знак минус в соотношениях (3.58) свидетельствует о противофазности переизлученных волн по отношению к падающей волне.

Рассмотрим два частных случая связи твердотельного резонатора с двухволновым волноводом.

1. При взаимной связи $K_1 = K_2 = 0,5K$, $\frac{1}{K_1} = \frac{1}{K_2} = 0,5\frac{1}{K}$, и характеристики волновода с резонатором равны:

а) коэффициент отражения

$$\Gamma_p = \frac{\sqrt{\frac{1}{K}(K+\frac{1}{K})}}{1+K}, \quad (3.65)$$

причем

$$\frac{1}{T_p} = -\frac{K}{1+K}; \quad \frac{1}{T_p} = -\frac{\sqrt{K\frac{1}{K}}}{1+K}, \quad (3.66)$$

угол поворота плоскости поляризации отраженной волны

$$\Psi_r = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\frac{1}{K}}{\frac{1}{K}}}; \quad (3.67)$$

б) коэффициент прохождения

$$T_p = \frac{\sqrt{(1+K)^2 + K\frac{1}{K}}}{1+K}, \quad (3.68)$$

причем

$$\frac{1}{T_p} = \frac{1+\frac{1}{K}}{1+K}, \quad \frac{1}{T_p} = -\frac{\sqrt{K\frac{1}{K}}}{1+K}; \quad (3.69)$$

угол поворота плоскости поляризации прошедшей волны

$$\Psi_r = -\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{K\frac{1}{K}}}{1+\frac{1}{K}}; \quad (3.70)$$

в) коэффициент поглощения

$$\kappa_p = \frac{2K}{(1+K)^2}. \quad (3.71)$$

2. При невзаимной связи ферритового резонатора с волноводом $\frac{1}{K_1} = \frac{1}{K_1} = 0$, $\frac{1}{K_2} = \frac{1}{K_2} = 0,5K$, и характеристики волновода с резонатором равны:

а) коэффициент отражения

$$\Gamma_p = 0;$$

б) коэффициент прохождения

$$T_p = \frac{\sqrt{1+K^2}}{1+K}, \quad (3.72)$$

причем

$$\frac{1}{T_p} = \frac{1}{1+K}, \quad \frac{1}{T_p} = \frac{K}{1+K}; \quad (3.73)$$

угол поворота плоскости поляризации прошедшей волны

$$\Psi_r = -\operatorname{arctg} K; \quad (3.74)$$

в) коэффициент поглощения

$$\kappa_p = \frac{2K}{(1+K)^2}. \quad (3.75)$$

Зависимости коэффициента прохождения и угла поворота плоскости поляризации при резонансе от степени связи резона-

тора с волноводом приведены на рис. 49. С увеличением связи угол поворота плоскости поляризации растет, стремясь в пределе к 90° . Коэффициент прохождения сначала уменьшается и, достигнув при $K=1$ минимального значения $T_p=0,707$, увеличивается, стремясь в пределе к значению, равному единице. Этот

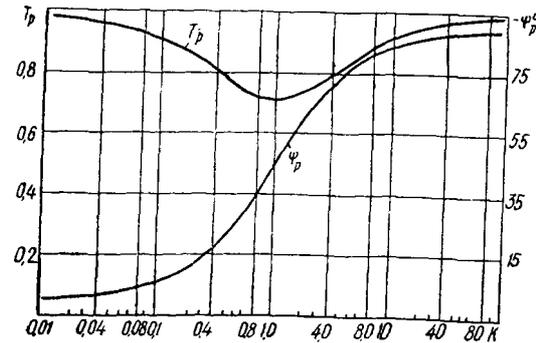


Рис. 49. Зависимости коэффициента прохождения и угла поворота плоскости поляризации при резонансе от степени невязанной связи $(K_1 = \frac{1}{K_1} = 0, \quad K_2 = \frac{1}{K_2} = 0,5K)$ ферритового резонатора с волноводом.

частный случай связи представляет интерес для создания невязанных частотно-избирательных вращателей плоскости поляризации.

4. 1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ СВЯЗИ

В предыдущей главе получены соотношения для характеристик линий передачи СВЧ с твердотельными резонаторами. Представлены они через коэффициенты связи резонатора с линией передачи СВЧ и через обобщенную расстройку резонатора. Для использования общих соотношений в конкретных случаях необходимо рассчитать коэффициенты связи. Расчет их и результаты исследования особенностей связи резонаторов с наиболее часто применяемыми линиями передачи рассматриваются в настоящей главе.

При вычислении коэффициентов связи учитывается, что размеры резонаторов много меньше длины электромагнитной волны и размеров линии передачи. Это позволяет воспользоваться эквивалентным представлением резонатора в виде диполя, момент которого вычислен выше для ферритового и диэлектрического резонатора. Таким образом, расчет коэффициентов связи сводится к вычислению мощности, поглощаемой и переизлучаемой резонатором, эквивалентный диполь которого известен.

Основными упрощающими допущениями, при которых вычисляется связь резонатора с согласованной линией передачи, являются:

1. Не учитываются нелинейные эффекты из-за нагрева резонатора поглощаемой мощностью, а в случае ферритового резонатора также и нелинейные эффекты из-за параметрического возбуждения спиновых волн.

2. Предполагается, что резонатор размещен на достаточном удалении от металлических стенок линии передачи с тем, чтобы не учитывать влияние последних на параметры и ближние поля резонатора.

Рассчитаем коэффициенты связи резонатора с согласованной линией передачи, поперечное сечение которой не изменяется вдоль продольной координаты z линии передачи. При вычислениях положим, что связь резонатора с линией передачи осуществляется только через один тип ТЕ- или ТМ-волны.

Мощность, переносимая волной, переизлучаемой диполем, определяется формулой

$$P_{\perp} = \frac{1}{2} \int_s \mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{H}_{\perp}^* \mathbf{1}_z ds, \quad (4.1)$$

где E_{\perp} , H_{\perp} — амплитуды поперечных составляющих волны, переизлучаемой диполем. Эти составляющие можно записать в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\perp} &= U_{an} \mathbf{e}_a; \\ \mathbf{H}_{\perp} &= I_{an} \mathbf{h}_a. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Здесь a — обобщенный индекс, объединяющий волны типов ТЕ и ТМ одним значком: $a=h$, $a=e$, где h относится к волнам ТЕ, а e — к волнам ТМ; U_a , I_a — амплитудные функции, а \mathbf{e}_a , \mathbf{h}_a — собственные поперечные векторные функции линии передачи, которые для волн различных типов выражаются через собственные скалярные функции Ψ_e и Ψ_h следующим образом:

для волн типа ТЕ

$$\mathbf{e}_h = \mathbf{1}_z \times \frac{1}{\beta_h} \nabla_{\perp} \Psi_h; \quad (4.3)$$

$$\mathbf{h}_h = -\frac{1}{\beta_h} \nabla_{\perp} \Psi_h;$$

для волн типа ТМ

$$\mathbf{e}_e = -\frac{1}{\beta_e} \nabla_{\perp} \Psi_e; \quad (4.4)$$

$$\mathbf{h}_e = -\mathbf{1}_z \times \frac{1}{\beta_e} \nabla_{\perp} \Psi_e,$$

где $\beta_{h,e}$ — собственное значение для линии передачи с рассматриваемым типом волны; $\mathbf{1}_z$ — единичный вектор.

Собственные скалярные функции (иначе их называют мембранными функциями) определяются из уравнения Гельмгольца

$$\Delta_{\perp} \Psi_a + \beta_a \Psi_a = 0 \quad (4.5)$$

при следующих граничных условиях на контуре поперечного сечения линии передачи:

$$\Psi_e = 0, \quad \frac{\partial \Psi_h}{\partial n} = 0, \quad (4.6)$$

где $\frac{d}{dn}$ — производная по нормали к контуру поперечного сечения.

Мембранные функции должны подчиняться условию ортонормировки

$$\int_s \Psi_i \Psi_k ds = \delta_{ik}, \quad (4.7)$$

где δ_{ik} — символ Кронекера: $\delta_{ik} = 1$ при $i = k$ и $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$.

Подставим электрическую и магнитную составляющие переизлученной волны (4.2) в формулу (4.1)

$$P_{\perp} = \frac{1}{2} U_{an} I_{an} \int_s \mathbf{e}_a \times \mathbf{h}_a \mathbf{1}_z ds. \quad (4.8)$$

Амплитудные функции вынесены из-под интеграла, так как они зависят только от продольной координаты z .

Вычислим интеграл в выражении (4.8) для волн типа ТЕ. Используя выражения (4.3), запишем

$$\int_s \mathbf{e}_h \times \mathbf{h}_h \mathbf{1}_z ds = \int_s (\mathbf{h}_h \times \mathbf{1}_z) \times \mathbf{h}_h \mathbf{1}_z ds. \quad (4.9)$$

В соответствии с формулой двойного векторного произведения

$$(\mathbf{h}_h \times \mathbf{1}_z) \times \mathbf{h}_h = \mathbf{1}_z (\mathbf{h}_h \mathbf{h}_h), \quad (4.10)$$

где учтено, что векторы \mathbf{h}_h и $\mathbf{1}_z$ ортогональны и их скалярное произведение равно нулю.

С учетом выражений (4.3), (4.10) интеграл (4.9) записывается следующим образом:

$$\int_s \mathbf{e}_h \times \mathbf{h}_h \mathbf{1}_z ds = \frac{1}{\beta_h^2} \int_s \nabla_{\perp} \Psi_h \nabla_{\perp} \Psi_h ds. \quad (4.11)$$

Для вычисления интеграла в правой части выражения (4.11) обратимся к уравнению Гельмгольца (4.5), умножив его на Ψ_h , и проинтегрируем по сечению линии передачи

$$\int_s \Psi_h \Delta_{\perp} \Psi_h ds = -\beta_h^2. \quad (4.12)$$

где учтено условие ортонормировки (4.7). Интеграл в последнем выражении преобразуем в соответствии с теоремой Грина

$$\int_s \Psi_h \Delta_{\perp} \Psi_h ds = \oint_L \Psi_h \frac{\partial \Psi_h}{\partial n} dL - \int_s \nabla_{\perp} \Psi_h \nabla_{\perp} \Psi_h ds. \quad (4.13)$$

В силу граничных условий (4.6) контурный интеграл в выражении (4.13) равен нулю; тогда, сравнивая (4.12) и (4.13), запишем

$$\int_s \nabla_{\perp} \Psi_h \nabla_{\perp} \Psi_h ds = \beta_h^2. \quad (4.14)$$

Подставляя (4.14) в выражение (4.11), получим

$$\int_s \mathbf{e}_h \times \mathbf{h}_h \mathbf{1}_z ds = 1 \quad (4.15)$$

С учетом равенства (4.15) выражение для мощности, переносимой по линии передачи переизлученной волной типа ТЕ, имеет вид

$$P_n = \frac{1}{2} U_{an} I_{an}^* \quad (4.16)$$

Для волн типа ТМ, выполнив аналогичные расчеты, можно также показать, что

$$\int_s \mathbf{e}_e \times \mathbf{h}_e \mathbf{1}_z ds = 1. \quad (4.17)$$

В результате, обобщенное выражение для переизлученной мощности имеет вид

$$P_n = \frac{|U_{an}|^2}{2Z_a} = \frac{Z_a |I_{an}|^2}{2}, \quad (4.18)$$

где Z_a — волновое сопротивление линии передачи. Таким образом, задача вычисления переизлученной мощности сводится к вычислению амплитудных функций переизлученных волн.

Для амплитудных функций волн, переизлученных магнитным диполем в направлении к генератору (индекс 1) и в направлении к нагрузке (индекс 2), справедливы следующие выражения (для упрощения записи обобщенный индекс у амплитудных функций опущен) [91]:

$$\begin{aligned} U_{1n} &= -\frac{j\omega \mathbf{M}_m}{2} \mathbf{H}_a^-; \\ U_{2n} &= \frac{j\omega \mathbf{M}_m}{2} \mathbf{H}_a^+, \end{aligned} \quad (4.18)$$

где \mathbf{M}_m — дипольный момент; \mathbf{H}_a^\pm — обобщенная собственная магнитная функция волновода, включающая поперечную \mathbf{h}_a и продольную \mathbf{h}_z векторные функции

$$\mathbf{H}_a^\pm = \mathbf{h}_a \mp \delta_{ah} \frac{\beta_h}{\gamma} \mathbf{h}_z. \quad (4.20)$$

Если потери в стенках линии передачи и в среде, заполняющей линию, малы, то постоянная распространения γ равна

$$\gamma = j\beta_z = j \frac{2\pi}{\lambda_b},$$

где β_z — продольное волновое число, а λ_b — длина волны в линии передачи. Тогда

$$\mathbf{H}_a^\pm = \mathbf{h}_a \pm j\delta_{ah} \frac{\beta_h}{\beta_z} \mathbf{h}_z. \quad (4.21)$$

Собственная магнитная функция (4.21) представляется через мембранные функции линии передачи следующим образом: для волн типа ТЕ

$$\mathbf{H}_h^\pm = -\frac{1}{\beta_h} \nabla_\perp \Psi_h \pm j \frac{\beta_h}{\beta_z} \Psi_h \mathbf{1}_z; \quad (4.22)$$

для волн типа ТМ

$$\mathbf{H}_e^\pm = -\frac{1}{\beta_e} \mathbf{1}_z \times \nabla_\perp \Psi_e. \quad (4.23)$$

Подставив выражения (4.19) в формулу (4.18) для переизлучаемой мощности, получим

$$P_{1n} = \frac{\omega^2}{8Z_a} |\mathbf{M}_m \mathbf{H}_a^\mp|^2. \quad (4.24)$$

Для вычисления коэффициентов связи необходимо также определить мощность тепловых потерь в резонаторе. Используя известное выражение для среднего во времени значения мощности потерь в единице объема среды [6] с учетом выражения для дипольного момента резонатора, можно записать соотношение для рассеиваемой мощности

$$P_\tau = -\frac{1}{2} \omega \operatorname{Im} [I_a^* \mathbf{M}_m (\mathbf{H}_a^-)^*]. \quad (4.25)$$

Таким образом, общее выражение для коэффициентов связи резонатора с согласованной линией передачи имеет вид

$$K_1 = -\frac{1}{4} \frac{\omega}{Z_a} \frac{|\mathbf{M}_m \mathbf{H}_a^\mp|^2}{\operatorname{Im} [I_a^* \mathbf{M}_m (\mathbf{H}_a^-)^*]}. \quad (4.26)$$

При расчете коэффициентов связи можно также пользоваться [93] ненормированными собственными векторными функциями, для которых не выполняются условия нормировки (4.15), (4.17). В этом случае в формуле для коэффициентов связи появится нормирующий множитель $4P$, где P — мощность, переносимая по линии передачи волной единичной амплитуды.

При включении резонатора как элемента связи линий передачи соотношение для коэффициентов связи нетрудно получить при следующих упрощающих предположениях, дополнительных к сформулированным выше для случая согласованной линии передачи.

1. Резонатор расположен симметрично относительно входной и выходной линий передачи в центре отверстия связи.

2. Размеры отверстия связи, в котором расположен резонатор, много меньше длины электромагнитной волны; при этом невозмущенное магнитное поле на месте отверстия связи в первом приближении можно считать однородным.

3. Размеры ферритового резонатора предполагаются много меньшими размеров отверстия связи (по крайней мере в три

раза) с тем, чтобы намагниченность по объему была также однородной. Для диэлектрического резонатора малость размеров резонатора по сравнению с размерами отверстия связи не является обязательной при тонкой перегородке [94]. Как показывают исследования [42], влияние тонкой перегородки на резонансную частоту диэлектрического резонатора не сказывается при размерах отверстия связи, сравнимых с размерами диэлектрического резонатора.

4. Общая стенка линий передачи предполагается тонкой с тем, чтобы напряженность магнитного поля в центре отверстия связи равнялась половине той амплитуды поля, которая была бы там при отсутствии отверстия связи, как это следует из результатов теории Бэтэ [95].

При этих предположениях коэффициенты связи резонатора с входной и выходной линиями передачи могут быть рассчитаны по общей формуле (4.26) для коэффициентов связи резонатора с согласованной линией передачи. Это обусловлено следующим. Коэффициент связи пропорционален квадрату амплитуды магнитного поля в месте расположения резонатора; при этом связь находящегося в пучности СВЧ магнитного поля резонатора с короткозамкнутой линией передачи в четыре раза больше по сравнению с согласованной линией. Наличие отверстия связи в короткозамкнутой стенке приводит к уменьшению амплитуды поля в два раза и уменьшению коэффициента связи в четыре раза. Таким образом, связь резонатора с линиями передачи при включении резонатора как элемента связи при принятых допущениях равна связи резонатора с согласованной линией передачи при включении резонатора как неоднородности. Это позволяет использовать одни и те же соотношения для коэффициентов связи при расчете основных схем включения твердотельного резонатора.

При расчете связи резонатора с линиями передачи в комбинированных схемах включения необходимо учитывать, что коэффициент связи резонатора с короткозамкнутыми плечами линии передачи зависит от расстояния z_0 между центром отверстия связи и короткозамыкающей стенкой линии передачи. При связи резонатора с короткозамкнутым плечом по поперечной составляющей поля связь резонатора с короткозамкнутым плечом определяется соотношением $2K \cos^2 \beta_z z_0$.

4. 2. СВЯЗЬ ФЕРРИТОВОГО РЕЗОНАТОРА С ЛИНИЕЙ ПЕРЕДАЧИ

Используя общие расчетные соотношения для коэффициентов связи резонатора с линией передачи, нетрудно рассчитать его связь с конкретной линией передачи, для которой известно математическое описание структуры поля. Составляющие произвольного магнитного поля, изменяющегося по гармоническому закону,

$H_x = H'_x + jH''_x$, $H_y = H'_y + jH''_y$, $H_z = H'_z + jH''_z$ в случае волны типа TE могут быть записаны в виде $H_x = H'_x = h_x$, $H_y = H'_y = h_y$, $H_z = jH''_z = h_z$ (h_x, h_y, h_z — амплитуды составляющих магнитного поля в месте расположения резонатора). Если поле подмагничивания приложено к ферритовому резонатору под произвольным углом к осям координат, по которым разложены составляющие СВЧ магнитного поля (рис. 3), то с учетом соотношений (1.56) для дипольного момента ферритового резонатора и общих соотношений (4.26) коэффициенты связи резонатора с согласованной линией передачи можно рассчитать по формулам [93]:

1. Магнитное поле приложено вдоль оси y

$$K_1 = 0,5 \sigma \chi_p'' (h_x \pm h_z)^2. \quad (4.27)$$

2. Магнитное поле приложено вдоль оси z

$$K_1 = K_2 = 0,5 \sigma \chi_p'' (h_x^2 + h_y^2). \quad (4.28)$$

3. Магнитное поле приложено вдоль оси x

$$K_1 = 0,5 \sigma \chi_p'' (h_y \pm h_z)^2. \quad (4.29)$$

4. Магнитное поле приложено в плоскости xoy

$$K_1 = 0,5 \sigma \chi_p'' (h_x \cos \alpha_1 - h_y \sin \alpha_1 \pm h_z)^2. \quad (4.30)$$

где $\sigma = \omega \mu_0 v_\phi / 4P = 60\pi^2 v_\phi / \lambda P$; P — мощность, переносимая волной рассматриваемого типа по линии передачи; v_ϕ — объем резонатора.

Рассмотрим особенности взаимодействия ферритового резонатора с различными наиболее часто применяющимися на практике линиями передачи СВЧ.

Прямоугольный волновод

При включении ферритового резонатора как неоднородности в согласованный прямоугольный волновод и приложении поля в плоскости xoy соотношения для коэффициентов связи имеют вид

$$K_1 = \frac{\pi v_\phi \chi_p''}{ab\lambda_b} \left(\sin \frac{\pi x_0}{a} \cos \alpha_1 \pm \frac{\lambda_b}{2a} \cos \frac{\pi x_0}{a} \right)^2. \quad (4.31)$$

В наиболее часто применяемом случае приложения поля вдоль оси y эти выражения приведены в табл. 5. При размещении резонатора в области линейной поляризации СВЧ магнитного поля $K_1 = K_2 = 0,5K$, при размещении резонатора в области эллиптической поляризации магнитного поля $K_1 \neq K_2$, что является при-

Таблица 5

Расчетные соотношения для коэффициентов связи ферритового резонатора с линиями передачи СВЧ

Расположение резонатора в линии передачи	Коэффициенты связи
	$K_1 = \frac{\pi V_{\phi} \chi_p''}{ab \lambda_g} \left(\sin \beta_x x_0 \pm \frac{\beta_x}{\beta_z} \cos \beta_x x_0 \right)^2,$ <p>где V_{ϕ} - объем ферритового резонатора; χ_p'' - магнитная восприимчивость при резонансе; λ_g - длина волны в линии передачи; $\beta_x = \frac{\pi}{a}$, $\beta_z = \frac{2\pi}{2a}$ - волновые числа</p>
	$K = \frac{V_{\phi} \chi_p'' Z_0}{4 \pi \Gamma_0^2 \lambda_g Z_{\lambda}} \sin^2 \alpha_0,$ <p>где $Z_0 = 120 \pi$; Z_{λ} - волновое сопротивление линии передачи</p>
	<p>При $y_0 = \frac{h}{2}$</p> $K = \frac{8 V_{\phi} \chi_p'' Z_{\lambda} \epsilon}{\pi h^2 \lambda_g Z_0} \left(\operatorname{arctg} \frac{Z_0}{2 Z_{\lambda} \sqrt{\epsilon}} \right)^2$
	<p>При $y_0 = \frac{h}{2}$</p> $K = \frac{2 V_{\phi} \chi_p'' Z_{\lambda} \epsilon}{\pi h^2 \lambda_g Z_0} \left(\operatorname{arctg} \frac{Z_0}{Z_{\lambda} \sqrt{\epsilon}} + \frac{1}{3} \operatorname{arctg} \frac{3 Z_0}{Z_{\lambda} \sqrt{\epsilon}} \right)^2$ <p>При $y_0 = \frac{3h}{2}$</p> $K = \frac{8 V_{\phi} \chi_p'' Z_{\lambda} \epsilon}{9 \pi h^2 \lambda_g Z_0} \left(\operatorname{arctg} \frac{Z_0}{Z_{\lambda} \sqrt{\epsilon}} \right)^2$

знаком невзаимности связанной системы. Эта невзаимность наиболее эффективна при размещении резонатора в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля, где $K_1=0$, а K_2 имеет максимальное значение (рис. 50). Подставляя выражения для коэффициентов связи в соответствующие общие формулы для характеристик линии передачи с резонатором, нетрудно рассчитать эти характеристики в каждом конкретном случае.

При включении ферритового резонатора как элемента связи двух прямоугольных волноводов и приложении поля подмагничивания вдоль оси y коэффициент связи также может быть рассчитан согласно соотношениям, приведенным в табл. 5. С учетом

того, что в плоскости короткого замыкания $h_z=0$, коэффициент связи ферритового резонатора с одинаковыми входным и выходным волноводами равен

$$K = \frac{2 \pi v_{\phi} \chi_p''}{ab \lambda_g} \sin^2 \frac{\pi x_0}{a}. \quad (4.32)$$

Используя это соотношение, нетрудно рассчитать характеристики линий передачи с резонатором.

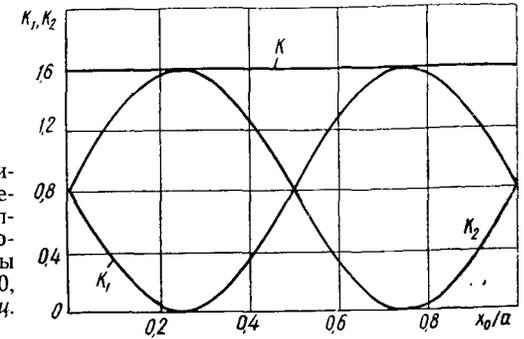


Рис. 50. Зависимости коэффициентов связи ферритового резонатора с прямоугольным волноводом от перемещения резонатора в волноводе. Параметры системы: $v_{\phi}=1,9 \text{ мм}^3$, $\chi_p''=1430$, $a=23 \text{ мм}$, $b=10 \text{ мм}$, $f=9,22 \text{ ГГц}$.

Наиболее эффективная передача электромагнитной энергии в выходной волновод наблюдается при размещении резонатора по центру волновода (рис. 51). При сильной связи резонатора с

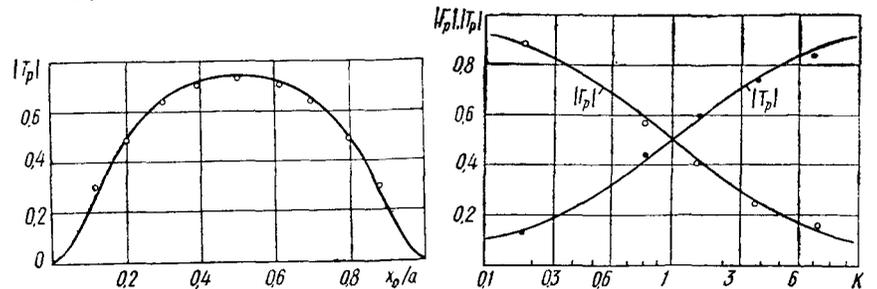


Рис. 51. Зависимость коэффициента прохождения при резонансе от координаты расположения резонатора, включенного как элемент связи линий передачи. Параметры системы: $v_{\phi}=2 \text{ мм}^3$, $\chi_p''=2460$, $a=23 \text{ мм}$, $b=10 \text{ мм}$, $f=9 \text{ ГГц}$.

Рис. 52. Зависимости коэффициентов прохождения и отражения при резонансе от степени взаимной связи ($K_1=K_2=0,5K$) ферритового резонатора с входным и выходным прямоугольными волноводами.

волноводами имеет место почти полная передача энергии в выходной волновод, а отражение энергии мало (рис. 52). Соответствие расчета и эксперимента (рис. 51, 52) свидетельствует о справедливости принятых при анализе упрощающих предположений, касающихся прежде всего значения амплитуды поля в центре отверстия связи и размеров отверстия связи, в котором

расположен резонатор. Экспериментальная зависимость коэффициента прохождения от размеров отверстия связи приведена на рис. 53, где штриховой линией показано расчетное значение коэффициента прохождения. Заметное отклонение экспериментальных и теоретических значений коэффициента прохождения сказывается при отношениях диаметра сферического ферритового резонатора к диаметру круглого отверстия связи, больших 0,3—0,4. Дальнейшее уменьшение отверстия связи приводит к увеличению вносимых потерь и интенсивному возбуждению магнито-статических типов колебаний ферритового резонатора.

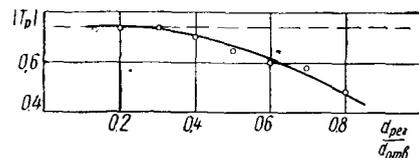


Рис. 53. Зависимость коэффициента прохождения при резонансе от размеров отверстия связи, в котором расположен ферритовый резонатор. Параметры системы: $v_{\phi}=2 \text{ мм}^3$, $\chi_p''=2460$, $x_0=11,5 \text{ мм}$, $a=23 \text{ мм}$, $b=10 \text{ мм}$, $f=9 \text{ Гц}$.

При включении ферритового резонатора как элемента связи и неоднородности в согласованных входном и выходном прямоугольных волноводах (рис. 47) [96] коэффициенты связи резонатора с волноводами определяются соотношениями: для схемы рис. 46, а

$$K_1 = \frac{\pi v_{\phi} \chi_p''}{4ab\lambda_B} \left(\sin \frac{\pi x_0}{a} \mp \frac{\lambda_B}{2a} \cos \frac{\pi x_0}{a} \right)^2;$$

$$K_3 = \frac{\pi v_{\phi} \chi_p''}{4ab\lambda_B} \left(\mp \frac{\lambda_B}{2a} \cos \frac{\pi x_0}{a} + \sin \frac{\pi x_0}{a} \right)^2; \quad (4.33)$$

для схемы рис. 46, б

$$K_1 = K_3 = \frac{\pi v_{\phi} \chi_p''}{4ab\lambda_B} \left(\sin \frac{\pi x_0}{a} \mp \frac{\lambda_B}{2a} \cos \frac{\pi x_0}{a} \right)^2; \quad (4.34)$$

для схемы рис. 46, в

$$K_1 = K_3 = \frac{\pi v_{\phi} \chi_p''}{4ab\lambda_B} \left(\frac{\lambda_B}{2a} \right)^2. \quad (4.35)$$

В представляющем наибольший практический интерес случае расположения резонатора в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля обоих волноводов коэффициенты связи равны

$$K_1 = K_3 = 0, \quad K_2 = K_4 = 0,5K = \frac{\pi v_{\phi} \chi_p''}{ab\lambda_B} \sin^2 \frac{\pi x_0}{a}. \quad (4.36)$$

Характеристики системы при этом определяются соотношениями (3.40).

При включении ферритового резонатора как неоднородности в согласованную коаксиальную линию с учетом только волны типа ТЕМ коэффициенты связи определяются формулами, приведенными в табл. 5. Связь ферритового резонатора с коаксиальной линией зависит как от положения резонатора вдоль радиуса

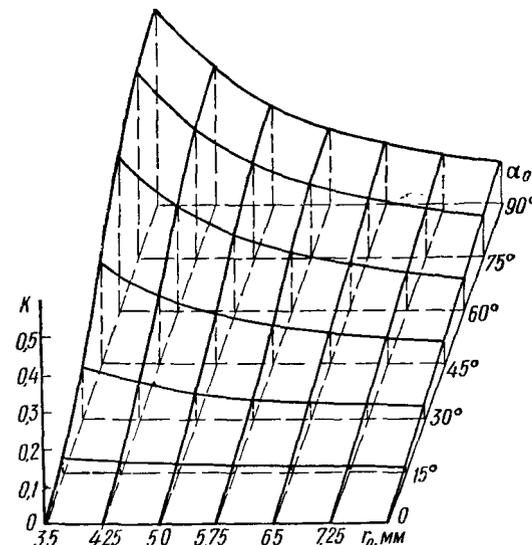


Рис. 54. Зависимость коэффициента связи ферритового резонатора ($v_{\phi}=1,1 \text{ мм}^3$, $\chi_p''=1100$) с согласованной коаксиальной линией передачи ($R_1=3,5 \text{ мм}$, $R_2=8 \text{ мм}$) от координат расположения резонатора в линии передачи.

(увеличиваясь по мере приближения к центральному проводнику), так и от амплитуды составляющей магнитного поля, которая перпендикулярна направлению поля подмагничивания. Эта составляющая поля равна нулю при $\alpha_0=0$ и максимальна при перемещении резонатора вдоль радиуса при $\alpha_0=90^\circ$ (рис. 54).

При включении резонатора как элемента связи двух коаксиальных линий и приложении поля вдоль оси y коэффициент связи также рассчитывается согласно соотношению, приведенному в табл. 5. Энергетические соотношения при этом не отличаются от рассмотренных выше для прямоугольного волновода.

Характеристики короткозамкнутой коаксиальной линии с ферритовым резонатором рассчитываются при помощи соотношения из табл. 5 и общих формул (3.33)—(3.35). Связь ферритового резонатора с короткозамкнутой коаксиальной линией увеличивается при приближении резонатора к внутреннему проводнику или к пучности СВЧ магнитного поля (рис. 55, а, б). Амплитуд-

но-частотная и фазо-частотная характеристики коэффициента отражения при связи резонатора с линией передачи больше критического значения показаны на рис. 56. На рис. 55 и 56 наряду

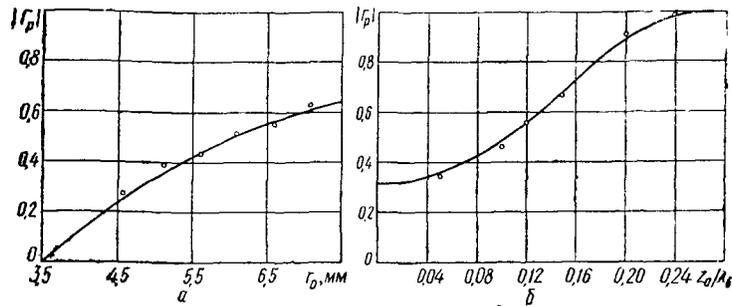


Рис. 55. Зависимости коэффициента отражения при резонансе от координат расположения ферритового резонатора в короткозамкнутой коаксиальной линии. Параметры системы: $v_{\Phi} = 1 \text{ м.м.}^3$, $\chi_p'' = 1100$, $R_1 = 3,5 \text{ мм.}$, $R_2 = 8 \text{ мм.}$
 а — $\alpha_0 = 90^\circ$, $z_0 = 4 \text{ мм.}$; б — $\alpha_0 = 90^\circ$, $r_0 = 5 \text{ мм.}$

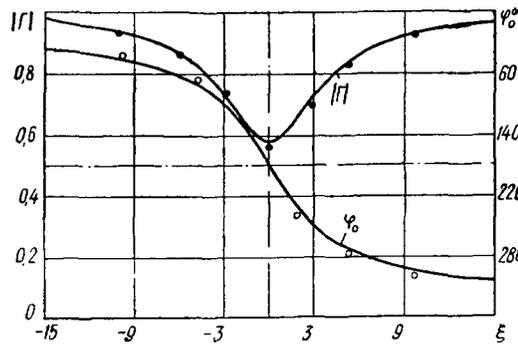


Рис. 56. Амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики коэффициента отражения короткозамкнутой коаксиальной линии передачи ($R_1 = 3,5 \text{ мм.}$, $R_2 = 8 \text{ мм.}$) с ферритовым резонатором ($v_{\Phi} = 9,5 \text{ м.м.}^3$, $\chi_p'' = 1100$) при $\alpha_0 = 90^\circ$, $r_0 = 5 \text{ мм.}$, $z_0 = \lambda/2$.

со сплошными расчетными линиями точками отмечены результаты эксперимента, которые согласуются с теорией [97].

Полосковая линия передачи

Сочетание ферритового резонатора с полосковыми линиями передачи представляет значительный практический интерес, так как приводит к созданию ряда широкополосных, малогабаритных и простых в изготовлении устройств. Применение полосковых линий обычно ограничивается использованием основной волны типа ТЕМ, что возможно при выполнении следующих основных условий [99]:

1. Расстояние между внешними пластинами симметричной полосковой линии и эквивалентная электрическая ширина центральной полоски должна быть меньше половины длины волны в линии передачи.

Таблица 6
 Расчетные соотношения для коэффициентов связи ферритового резонатора с линиями передачи СВЧ

Расположение резонатора в линии передачи	Коэффициенты связи
	<p>При $-0,5 t_1 \leq x_0 \leq 0,5 t_1$</p> $K_1 = 0,56 \chi_p'' (\cos \beta_1 x_0 \pm \frac{\beta_1}{\beta_2} \sin \beta_1 x_0)^2$ <p>При $x_0 \geq 0,5 t_1$</p> $K_1 = 0,56 \chi_p'' (\cos^2 0,5 \beta_1 t_1) (1 \pm \frac{\beta_1}{\beta_2})^2 e^{-2 \beta_2 (x_0 - 0,5 t_1)}$ <p>При $x_0 \leq -0,5 t_1$</p> $K_1 = 0,56 \chi_p'' (\cos^2 0,5 \beta_1 t_1) (1 \mp \frac{\beta_1}{\beta_2})^2 e^{2 \beta_2 (x_0 + 0,5 t_1)}$ <p>где $\sigma = \pi v_{\Phi} [\beta \lambda_0 (0,5 t_1 + \frac{\sin \beta_1 t_1}{2 \beta_1} + \frac{\cos^2 0,5 \beta_1 t_1}{\beta_2})]^{-1}$ v_{Φ} — объем ферритового резонатора; χ_p'' — магнитная восприимчивость при резонансе; λ_0 — длина волны в линии передачи; β_1, β_2 — волновые числа</p>
	<p>При $-0,5 \theta \leq \alpha_0 \leq 0,5 \theta$</p> $K_1 = 0,56 \chi_p'' (\cos \beta_1 r \alpha_0 \cos \alpha_0 \pm \frac{\beta_1}{\beta_2} \sin \beta_1 r \alpha_0)^2$ <p>При $0,5 \theta \leq \alpha_0 \leq 2\pi - 0,5 \theta$</p> $K_1 = 0,56 \chi_p'' \frac{\cos^2 0,5 \beta_1 r \theta}{\text{ch}^2 \beta_2 r (\pi - 0,5 \theta)} \left[\text{ch} \beta_2 r (\pi - \alpha_0) \cos \alpha_0 \pm \frac{\beta_2}{\beta_1} \text{sh} \beta_2 r (\pi - \alpha_0) \right]^2$ <p>где $r = \frac{1}{2} (R_1 + R_2)$ $G = \frac{\pi v_{\Phi}}{(R_2 - R_1) \lambda_0} \left\{ 0,5 r \theta + \frac{\sin \beta_1 r \theta}{2 \beta_1} + \frac{\cos^2 0,5 \beta_1 r \theta}{\text{ch}^2 \beta_2 r (\pi - 0,5 \theta)} \left[r (\pi - 0,5 \theta) + \beta_2^{-1} \text{sh} \beta_2 r (\pi - 0,5 \theta) \text{ch} \beta_2 r (\pi - 0,5 \theta) \right] \right\}^{-1}$</p>

2. Центральная полоска должна быть расположена приблизительно в центре между внешними пластинами и параллельно им; ширина внешних пластин должна быть существенно больше ширины центральной полоски.

При выполнении этих условий можно принимать, что длина волны в симметричной полосковой линии приблизительно в $\sqrt{\epsilon}$ раз меньше длины волны в свободном пространстве (ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей полосковую линию).

Наиболее часто применяются полосковые линии с практически нулевой толщиной центральной полоски. В случае, когда ферритовый резонатор расположен в центре между внутренней

полоской и внешней пластиной, соотношение для добротности связи резонатора получено в работе [100]. Используя его, нетрудно рассчитать коэффициент связи ферритового резонатора с симметричной полосковой линией (табл. 5). Соотношения для коэффициентов связи ферритового резонатора с несимметричной (микроросковой) линией передачи при фиксированном расположении резонатора в линии получены аналогично и приведены в табл. 5. Используя эти выражения для коэффициентов связи и общие формулы для характеристик линии передачи с резонатором, нетрудно рассчитать коэффициенты отражения, прохождения и поглощения для различных схем включения ферритового резонатора.

4. 3. ФЕРРИТОВЫЙ РЕЗОНАТОР В ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ЗАМЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Применение линий передачи замедленных электромагнитных волн в технике ферритовых резонаторов представляет практический интерес, поскольку позволяет решить следующие основные задачи:

1. Увеличение связи резонатора с линией передачи. Обусловлено оно тем, что коэффициент связи обратно пропорционален длине волны в линии передачи. Решение этой задачи особенно важно при расширении рабочего диапазона частот устройств с ферритовыми резонаторами в сторону дециметровых волн.

2. Поскольку геометрические размеры линий передачи замедленных волн зачастую меньше размеров обычных линий передачи (в том же диапазоне частот), сочетание ферритовых резонаторов с этими линиями позволяет создать малогабаритные устройства.

3. Очень часто применение линий передачи замедленных волн позволяет получить невзаимный характер взаимодействия ферритового резонатора с линией передачи, благодаря чему появляется возможность создания невзаимных устройств.

При применении ферритовых резонаторов представляют интерес следующие замедляющие структуры:

1. Передающие линии с периодической структурой. Эти системы наиболее распространены в технике СВЧ электронно-лучевых приборов с протяженным взаимодействием волны с электронным пучком. В последние годы передающие линии с периодической структурой применяются в сочетании с ферритовыми резонаторами [101].

2. Линии передачи, в которых используется заполнение пространства между проводниками линии диэлектриком с $\epsilon > 1$. Применение диэлектрических замедляющих систем открывает ряд важных возможностей. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

При полном заполнении линии передачи диэлектриком задача анализа взаимодействия резонатора с такой линией не представляет затруднений, поскольку полученные выше соотношения для коэффициентов связи здесь применимы с учетом того, что длина волны в линии передачи, заполненной диэлектриком, уменьшается примерно в $\sqrt{\epsilon}$ раз. В случае, когда геометрические размеры линии остались такими же, как и до заполнения диэлектриком, и линия передачи осталась одноволновой, все коэффициенты связи резонатора с полностью заполненной линией передачи следует умножить на $\sqrt{\epsilon}$. Если же площадь поперечного сечения линии передачи уменьшена в ϵ раз, то коэффициенты связи следует увеличить в $\epsilon\sqrt{\epsilon}$ раз по сравнению с незаполненной линией.

При частичном заполнении линии передачи диэлектриком задача анализа взаимодействия ферритового резонатора с линией становится несколько более громоздкой. Однако ее решение представляет интерес в связи с некоторыми возможностями практического применения.

Рассмотрим более подробно особенности связи ферритового резонатора с некоторыми линиями передачи, частично заполненными диэлектриком, а также вопросы инженерного расчета этих систем.

Ферритовый резонатор в Н-образном металлодиэлектрическом волноводе

Н-Образный металлодиэлектрический волновод представляет собой плоскопараллельную линию передачи СВЧ с частичным диэлектрическим заполнением (верхний рисунок в табл. 6). Этот волновод был предметом исследования в ряде работ [102—105] и является, вообще говоря, наиболее подходящим для использования в миллиметровом диапазоне волн [104, 105]. Однако если использовать для центральной секции диэлектрик с очень большой диэлектрической проницаемостью, можно получить волновод с весьма малым эффективным поперечным сечением пространства. Такой Н-волновод с малым поперечным сечением пригоден для использования в миниатюрных конструкциях с низкими потерями на низких частотах СВЧ-диапазона [106]. На рис. 57 показано типичное распределение поля в поперечном сечении волновода для основной волны типа H_{10} , оптимальной для таких трактов. При изменении размеров диэлектрической пластины до $t=0$ (только воздух) или до $t \rightarrow \infty$ (только диэлектрик) происходит трансформация волны H_{10} в волну типа ТЕМ с длиной волны соответственно $\lambda_v = \lambda$ и $\lambda_v = \lambda\sqrt{\epsilon}$. Ниже будем рассматривать только волну типа H_{10} , соблюдая при этом условия одноволновости волновода, которые сводятся к тому, что расстояние между металлическими плоскостями всегда будет меньше $\lambda_v/2$ и толщина диэлектрической пластины при заданной проницаемо-

сти ϵ будет меньше критической толщины пластины

$$t_{10, \text{кр}} = \frac{t_{1 \text{кр}}}{\lambda} = \frac{1}{2\sqrt{\epsilon-1}}. \quad (4.37)$$

С учетом соотношений для составляющих электромагнитного поля волны H_{10} [107] коэффициенты связи ферритового резонатора с Н-образным металлодиэлектрическим волноводом определяются формулами [108], приведенными в табл. 6. Пользуясь

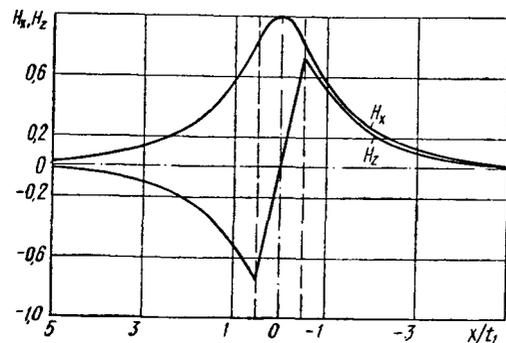


Рис. 57. Распределение амплитуд составляющих СВЧ магнитного поля в поперечном сечении Н-образного металлодиэлектрического волновода при $t_1=2,3$ мм, $\epsilon=10$, $f=9,75$ Гц.

ими и соотношениями для характеристик линии передачи с резонатором (табл. 2), можно рассчитать коэффициенты отражения, прохождения и поглощения (рис. 58). Если связь резонатора с волноводом меньше критического значения (рис. 58, а), то коэффициент прохождения минимален при $x_0=0,5t_1$, т. е. при распо-

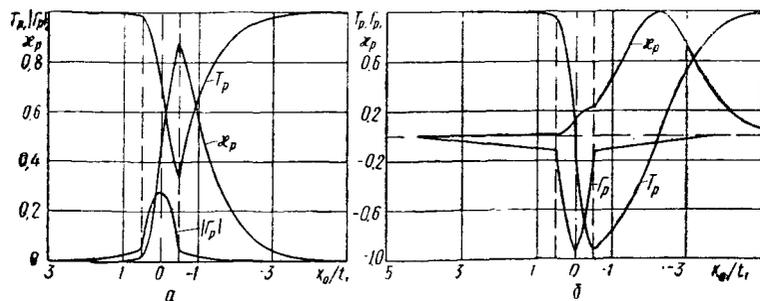


Рис. 58. Зависимости коэффициентов прохождения, отражения и поглощения при резонансе от координаты расположения ферритового резонатора в Н-образном металлодиэлектрическом волноводом ($b=10$ мм, $t_1=2,3$ мм, $\epsilon=10$, $f=9,75$ Гц):

$$a - v_{\phi} = 0,11 \text{ мм}^2, \chi_p'' = 800; \quad б - v_{\phi} = 1,89 \text{ мм}^2, \chi_p'' = 1435.$$

ложении резонатора в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля правого вращения. При перемещении резонатора в сторону удаления от пластины коэффициент прохождения стремится к единице, что обусловлено убыванием плотности потока

электромагнитной энергии по мере удаления от пластины. При перемещении резонатора от координаты $x_0=0,5t_1$ в сторону диэлектрической пластины коэффициент прохождения увеличивается, стремясь также к значению, равному 1. Коэффициент поглощения максимален при размещении резонатора в области круговой поляризации (при $x_0=0,5t_1$). Коэффициент отражения максимален при расположении резонатора по центру диэлектрической пластины, т. е. в области линейной поляризации СВЧ магнитного поля.

В случае, если связь резонатора с волноводом больше критического значения (рис. 58, б), коэффициент прохождения при перемещении резонатора в поперечном сечении волновода равен нулю в двух координатах, где выполняется условие $1+K_1=K_2$. Между этими координатами коэффициент прохождения изменяет свой знак на противоположный, что обусловлено выбором связи резонатора с линией передачи больше критического значения. Коэффициент поглощения максимален при выполнении условия $1+K_1=K_2$ вне диэлектрической пластины.

Для ряда практических применений важно отсутствие отражения электромагнитной энергии от резонатора. Известно, что это имеет место при расположении резонатора в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля. Из проведенного анализа следует, что в рассматриваемом случае приложения магнитного поля вдоль оси y при расположении резонатора $x_0 \geq |0,5t_1|$ полностью невзаимная связь достигается при значительном увеличении диэлектрической проницаемости пластины, когда

$$\frac{\beta_2}{\beta_z} = \frac{\sqrt{\beta_z^2 - \beta_0^2}}{\beta_z} \rightarrow 1. \quad (4.38)$$

Осуществление полностью невзаимной связи ферритового резонатора с волноводом для применяемых обычно значений диэлектрической проницаемости пластины возможно при приложении поля подмагничивания под некоторым углом в плоскости xoy с тем, чтобы величина поперечной составляющей СВЧ магнитного поля, перпендикулярная к направлению поля подмагничивания, стала равной продольной составляющей поля. Оптимальный для осуществления невзаимной связи угол приложения поля подмагничивания определяется соотношением

$$\alpha_{\text{опт}} = \arccos \frac{\beta_2}{\beta_z}. \quad (4.39)$$

В расчетные соотношения для коэффициентов связи входят волновые числа и длина волны в Н-образном металлодиэлектрическом волноводом. Эти параметры определяются следующими соотношениями:

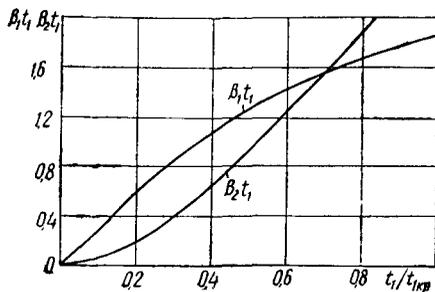
$$\beta_1^2 + \beta_2^2 = \left(\frac{\pi}{t_{1кр}} \right)^2;$$

$$\beta_2 = \beta_1 \operatorname{tg} 0,5\beta_1 t_1; \quad (4.40)$$

длина волны в волноводе

$$\lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \beta_2}{2\pi} \right)^2}}. \quad (4.41)$$

Рис. 59. Расчетные графики для определения поперечных волновых чисел в Н-образном металлодиэлектрическом волноводе.



Для облегчения расчетов волновых чисел составлены графики (рис. 59), которые получены в результате решения системы уравнений (4.40). Приведем пример расчета параметров Н-волновода.

Пример. Определить поперечные волновые числа и длину волны в Н-образном металлодиэлектрическом волноводе, который выполнен на основе диэлектрической пластины толщиной $t_1 = 3,75 \text{ мм}$ и с $\epsilon = 96$. Рабочая частота 2 ГГц .

Решение. 1. По заданному $\epsilon = 96$, пользуясь формулой (4.37), находим $t_{1кр} = 7,5 \text{ мм}$. Таким образом, $t_1/t_{1кр} = 0,5$.

2. Пользуясь рис. 59, находим $\beta_1 t_1 = 0,126$, откуда $\beta_1 = 0,33$.

3. Пользуясь рис. 59, находим $\beta_2 t_1 = 0,93$, откуда $\beta_2 = 0,24$.

4. Пользуясь формулой (4.41), находим $\lambda_B = 25,8 \text{ мм}$.

Ферритовый резонатор в коаксиальной линии с частичным диэлектрическим заполнением

Обычная коаксиальная линия с волной типа ТЕМ не может быть использована для создания невзаимных ферритовых устройств, так как в ней существует только одна составляющая СВЧ магнитного поля. Для обеспечения невзаимного характера взаимодействия ферритового резонатора с коаксиальной линией необходимо создать в ней эллиптическую поляризацию магнитного поля, что осуществляется например, частичным заполнением линии диэлектриком [109]. Частичное заполнение коаксиальной линии передачи диэлектриком приводит к возмущению однородного поперечного электрического поля, в результате чего появляется продольная составляющая магнитного поля, которая вместе с поперечной составляющей образует эллиптическую поляризацию. В отличие от других способов [110, 111] получения эллиптической поляризации поля в коаксиальной линии, частич-

ное заполнение линии передачи приводит также к замедлению электромагнитной волны и, следовательно, к увеличению связи ферритового резонатора с линией передачи.

При исследовании взаимодействия ферритового резонатора с коаксиальной линией, частично заполненной диэлектриком, удобно представить [112] коаксиальную линию в виде плоско-параллельной линии с периодическим расположением диэлектрических слоев (рис. 60). При этом период $t+l$ плоско-параллельного аналога равен длине средней окружности $2\pi r = \pi(R_1 + R_2)$ поперечного сечения коаксиала. Коэффициент заполнения диэлектриком коаксиальной линии и ее аналога равен

$$n = \frac{\theta}{2\pi} = \frac{t}{t+l}. \quad (4.42)$$

Из всех возможных типов волн плоско-параллельного аналога [113] будем рассматривать лишь Н-волну основного типа. Используя выражения для составляющих поля этой волны и учитывая, что угловой координате α в коаксиале соответствует величина $x = r\alpha$ в ее аналоге, а $t = r\theta$, $l = r(2\pi - \theta)$, нетрудно получить [114] соотношения для коэффициентов связи резонатора с линией передачи (табл. 6).

При увеличении ϵ наблюдается увеличение общего коэффициента связи резонатора с линией передачи (рис. 61), определяемое параметрами диэлектрического заполнения (ϵ , n) и координатой расположения резонатора в линии передачи.

Степень невзаимной связи резонатора с коаксиальной линией можно оценить, исследуя зависимости частных коэффициентов связи от перемещения резонатора по угловой координате (рис. 62). Различие коэффициентов связи свидетельствует о невзаимности системы. При $\epsilon = 2,5$ оно незначительно, что обусловлено слабым возмущением электрического поля волны ТЕМ диэлектрическим слоем. В случае, когда диэлектрический слой пронцаемость слоя равна $\epsilon = 21$, различие коэффициентов связи значительно сильнее. При этом также имеются координаты, в которых коэффициент связи K_1 может быть равен нулю при неравен-

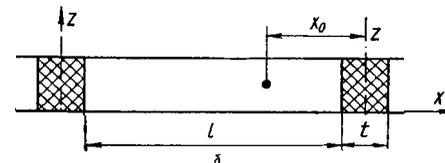
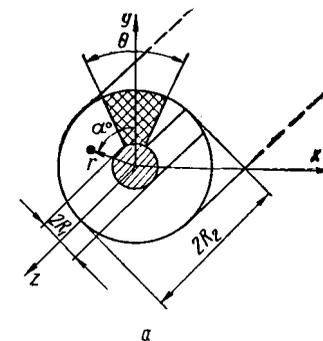


Рис. 60. Ферритовый резонатор в коаксиальной линии передачи, частично заполненной диэлектриком (а), и плоско-параллельный аналог системы: частично заполненная диэлектриком коаксиальная линия — ферритовый резонатор (б).

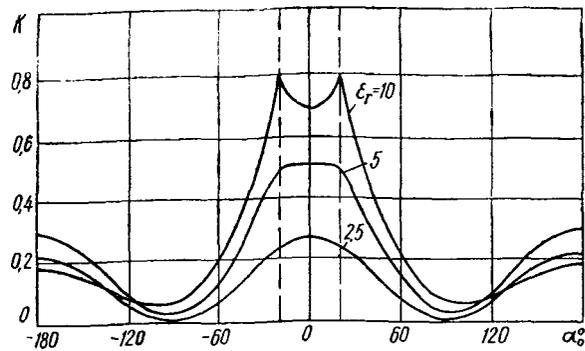


Рис. 61. Зависимости общего коэффициента связи от угловой координаты расположения ферритового резонатора ($v_{\Phi}=1,1 \text{ мм}^3$, $\chi_{\text{D}}''=1100$) в коаксиальной линии, частично заполненной диэлектриком, при $\Theta=40^\circ$, $R_1=3,5 \text{ мм}$, $R_2=8 \text{ мм}$, $f=3 \text{ Гц}$.

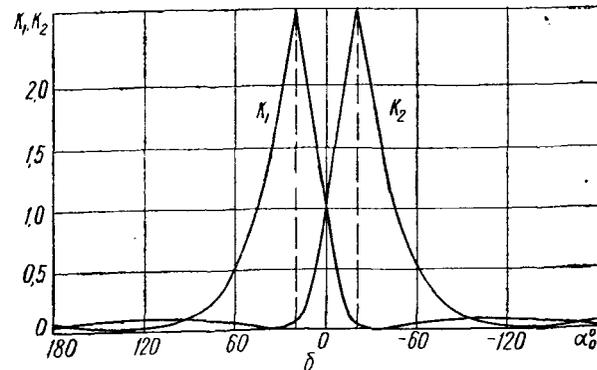
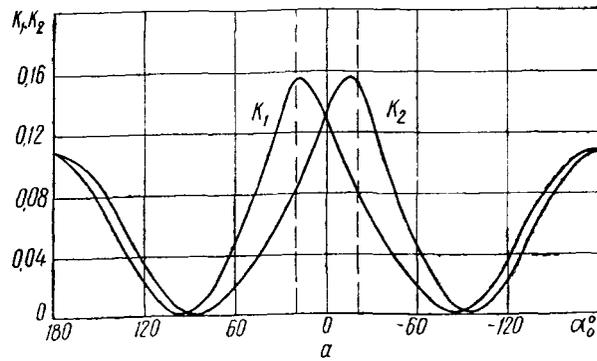


Рис. 62. Зависимости коэффициентов связи ферритового резонатора с коаксиальной линией передачи от угловой координаты расположения резонатора ($v_{\Phi}=1,1 \text{ мм}^3$, $\chi_{\text{D}}''=1100$) в линии передачи при $R_1=3,5 \text{ мм}$, $R_2=8 \text{ мм}$, $\Theta=40^\circ$, $f=3 \text{ Гц}$:
1 — $\epsilon=2,5$; 2 — $\epsilon=21$.

стве нулю коэффициента связи K_2 . Это значит, что в этих координатах взаимодействующее с ферритом СВЧ магнитное поле поляризовано по кругу. Последнее обусловлено тем, что в месте расположения резонатора амплитуда вносимой диэлектриком

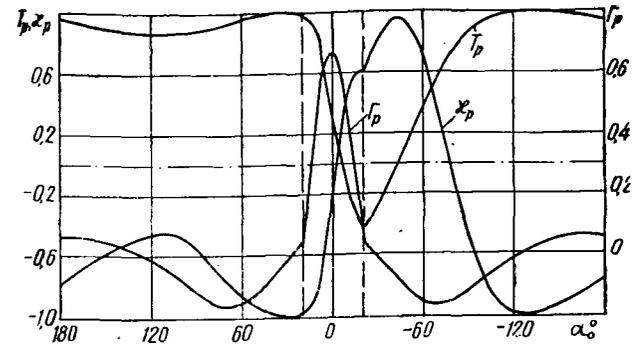


Рис. 63. Зависимости коэффициентов прохождения, отражения и поглощения от угловой координаты расположения ферритового резонатора ($v_{\Phi}=1,1 \text{ мм}^3$, $\chi_{\text{D}}''=1100$) в коаксиальной линии, частично заполненной диэлектриком, при $R_1=3,5 \text{ мм}$, $R_2=8 \text{ мм}$, $\Theta=40^\circ$, $\epsilon=21$, $f=3 \text{ Гц}$.

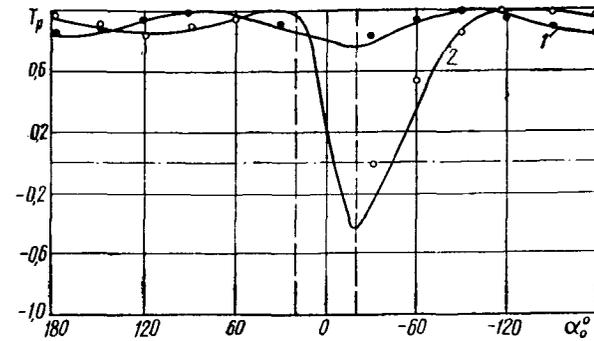


Рис. 64. Зависимости коэффициента прохождения от угловой координаты расположения ферритового резонатора ($v_{\Phi}=1,1 \text{ мм}^3$, $\chi_{\text{D}}''=1100$) в линии передачи при $R_1=3,5 \text{ мм}$, $R_2=8 \text{ мм}$, $f=3 \text{ Гц}$, $\Theta=40^\circ$:
1 — $\epsilon=2,5$; 2 — $\epsilon=21$.

продольной составляющей поля оказывается равной той части амплитуды поперечной составляющей магнитного поля, которая перпендикулярна к направлению внешнего поля подмагничивания.

Характер зависимостей коэффициентов отражения, прохождения и поглощения при резонансе от перемещения резонатора по угловой координате отличается от аналогичных зависимостей для Н-образного металлодиэлектрического волновода тем, что в

данном случае существуют координаты, при расположении в которых ферритового резонатора коэффициент отражения равен нулю (рис. 63).

Проведенные экспериментальные исследования, результаты которых показаны на рис. 64 точками, наряду со сплошными рас-

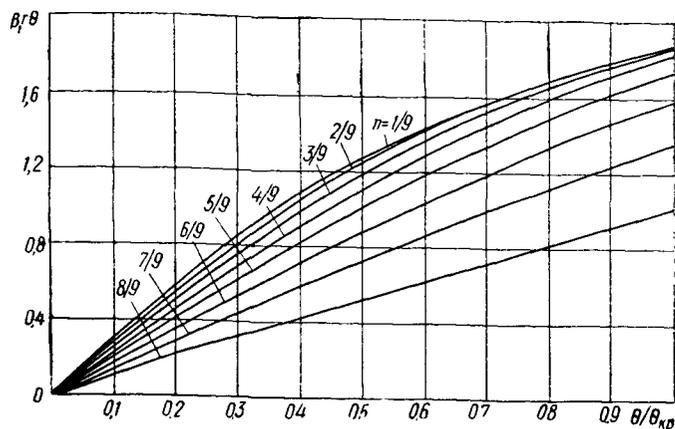


Рис. 65. Расчетные графики для определения поперечного волнового числа в зоне диэлектрика коаксиальной линии передачи, частично заполненной диэлектриком.

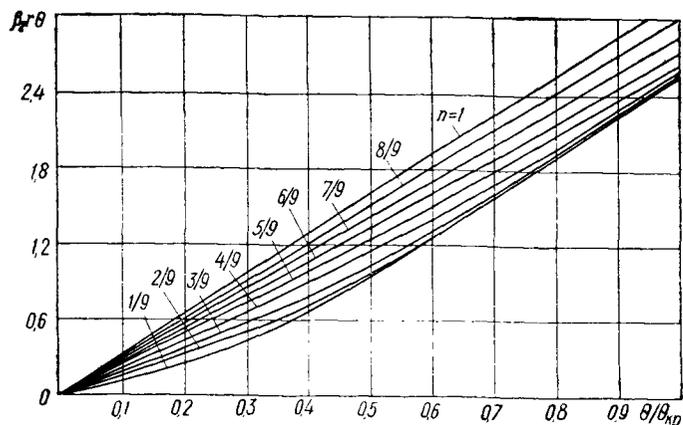


Рис. 66. Расчетные графики для определения поперечного волнового числа в зоне воздуха коаксиальной линии передачи, частично заполненной диэлектриком.

четными линиями, показывают удовлетворительное соответствие расчета и эксперимента при размещении резонатора вдали от диэлектрического слоя. При размещении резонатора вблизи слоя результаты расчета дают несколько завышенное значение коэффициента связи. Это обусловлено тем, что вблизи слоя, особенно при больших ϵ , не выполняется принятое при расчете коэффи-

циентов связи предположение, которое касается однородности СВЧ магнитного поля по объему ферритового резонатора. Нарушение однородности поля особенно существенно при больших ϵ и создает условия для возбуждения в резонаторе магнитостатических видов колебаний. В большинстве случаев это в основном и ограничивает увеличение ϵ .

Как и в случае Н-образного металлодиэлектрического волновода, основной трудностью при расчете характеристик коаксиальной линии с резонатором является нахождение поперечных волновых чисел. Для определения волновых чисел основного типа квази- H_{10} -волны коаксиальной линии передачи, частично заполненной диэлектриком, составлены графики (рис. 65, 66). Они получены в результате графического решения системы трансцендентных уравнений

$$\beta_1^2 + \beta_2^2 = \left(\frac{\pi}{r\theta_{кр}} \right)^2;$$

$$\beta_1 \operatorname{tg} 0,5\beta_1 r \theta = \beta_2 \operatorname{th} \left[0,5\beta_2 r \theta \left(\frac{1-n}{n} \right) \right], \quad (4.43)$$

где $r\theta_{кр} = \lambda/2 \sqrt{\epsilon - 1}$ — критическое заполнение коаксиальной линии передачи диэлектриком. Для одноволновой линии $r\theta < r\theta_{кр}$. Методика пользования расчетными графиками рис. 65, 66 аналогична рассмотренной в случае Н-образного волновода.

4. 4. РЕЗОНАНСНЫЙ ПОВОРОТ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ВОЛНОВОДЕ С ФЕРРИТОВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

При расположении резонатора в круглом или квадратном волноводе [87, 115] основная особенность связи резонатора с волноводом определяется наличием резонансных поляризационных явлений в системе (рис. 67). Пользуясь общими соотношениями, полученными в предыдущей главе, и соотношениями для составляющих электромагнитного поля падающей волны типа H_{11} и волны H_{11} с перпендикулярной к падающей плоскостью поляризации, исследуем основные закономерности резонансного поворота плоскости поляризации в круглом волноводе.

При помещении ферритового резонатора в согласованный волновод в произвольном месте его поперечного сечения (рис. 48) составляющие СВЧ магнитного поля указанных волн в месте рас-

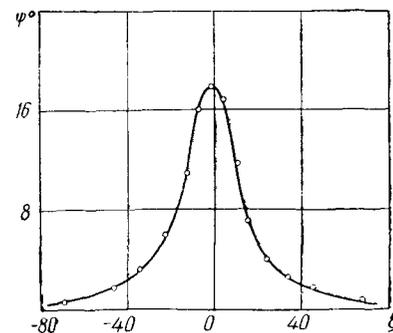


Рис. 67. Зависимость угла поворота плоскости поляризации от расстройки ферритового резонатора в области резонанса.

положения резонатора (r_0, α_0) равны:
падающая волна типа H_{11}

$$\begin{aligned} \overset{\parallel}{h}_x &= - \left[I'_1(\beta_r r_0) \cos^2 \alpha_0 + \frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) \sin^2 \alpha_0 \right]; \\ \overset{\parallel}{h}_y &= \left[\frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) - I'_1(\beta_r r_0) \right] \sin \alpha_0 \cos \alpha_0; \\ \overset{\parallel}{h}_z &= - \frac{\beta_r}{\beta_z} I_1(\beta_r r_0) \cos \alpha_0; \end{aligned} \quad (4.44)$$

волна типа H_{11} с плоскостью поляризации, перпендикулярной к падающей,

$$\begin{aligned} \overset{\perp}{h}_x &= \left[\frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) - I'_1(\beta_r r_0) \right] \sin \alpha_0 \cos \alpha_0; \\ \overset{\perp}{h}_y &= - \left[I'_1(\beta_r r_0) \sin^2 \alpha_0 + \frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) \cos^2 \alpha_0 \right]; \\ \overset{\perp}{h}_z &= - \frac{\beta_r}{\beta_z} I_1(\beta_r r_0) \sin \alpha_0, \end{aligned} \quad (4.45)$$

где $\beta_r = 2\pi/\lambda_{кр}$ — поперечное волновое число; $\beta_z = 2\pi/\lambda_в$ — продольное волновое число.

Амплитудный множитель σ , одинаковый для обеих волн, равен

$$\sigma = \frac{\omega \mu_0 v_\Phi}{4P} = \frac{8,4 v_\Phi}{R^2 \lambda_в}, \quad (4.46)$$

где R — радиус круглого волновода.

В случае приложения внешнего магнитного поля вдоль оси y ($\alpha_1 = 0$) выражения для коэффициентов связи резонатора с волноводом записываются в виде

$$\begin{aligned} \overset{\parallel}{K}_1 &= \frac{4,2 v_\Phi \chi''_r}{R^2 \lambda_в} \left[- I'_1(\beta_r r_0) \cos^2 \alpha_0 - \frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) \sin^2 \alpha_0 \mp \right. \\ &\quad \left. \mp \frac{\beta_r}{\beta_z} I_1(\beta_r r_0) \cos \alpha_0 \right]^2; \end{aligned} \quad (4.47)$$

$$\begin{aligned} \overset{\perp}{K}_1 &= \frac{4,2 v_\Phi \chi''_p}{R^2 \lambda_в} \left[- I'_1(\beta_r r_0) \cos \alpha_0 + \frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) \cos \alpha_0 \mp \right. \\ &\quad \left. \mp \frac{\beta_r}{\beta_z} I_1(\beta_r r_0) \right]^2 \sin^2 \alpha_0. \end{aligned} \quad (4.48)$$

Связь ферритового резонатора с волноводом через волну H_{11}^\perp отсутствует при размещении резонатора вдоль диаметра при

$\alpha_0 = 0$ (рис. 68). В этом случае отсутствуют и поляризационные явления, вызываемые ферритовым резонатором. При смещении резонатора с линии $\alpha_0 = 0, \alpha_0 = 180^\circ$ появляется его связь с волноводом через волну H_{11}^\perp , поляризация которой перпендикулярна

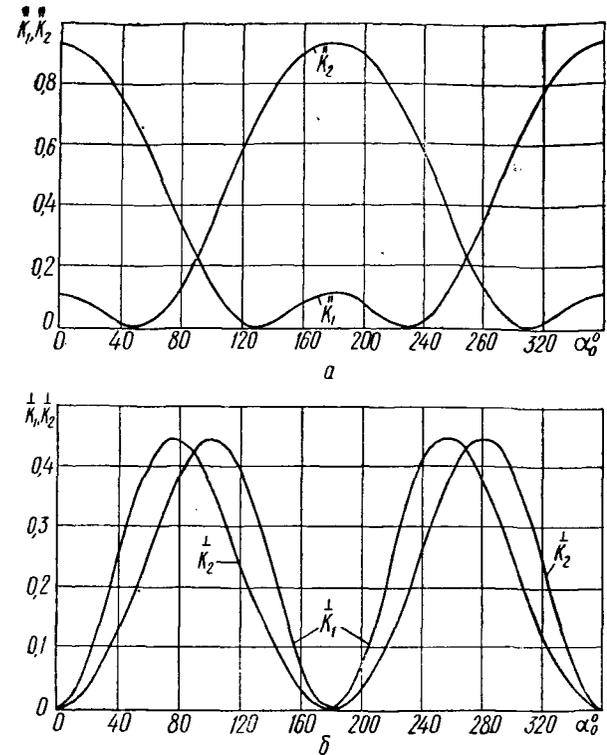


Рис. 68. Зависимости коэффициентов связи ферритового резонатора с круглым волноводом от угловой координаты расположения резонатора ($v_\Phi = 1,1 \text{ мм}^3$, $\chi''_p = 2150$) в волноводe при $2R = 25 \text{ мм}$, $r_0 = 7,5 \text{ мм}$, $f = 9 \text{ Гц}$.

поляризации падающей волны. Это значит (рис. 69), что в этом случае, кроме составляющей $H_{x \text{ изл}}^\parallel$ переизлученного магнитного поля, появляется составляющая поля $H_{y \text{ изл}}^\perp$, т. е. суммарная составляющая $H_{\text{изл}}$ переизлученного магнитного поля составляет некоторый угол $\alpha_{\text{изл}}$ с составляющей $H_{x \text{ пад}}$ магнитного поля падающей волны. Суперпозиция двух составляющих поля $H_{\text{пад}}$ и $H_{\text{изл}}$ приводит к тому, что суммарная составляющая магнитного поля $H_{\text{прош}}$, определяющая поляризацию прошедшей волны, составляет некоторый угол Ψ по отношению к $H_{x \text{ пад}}^\parallel$. Этот угол Ψ

и является углом поворота плоскости поляризации прошедшей электромагнитной волны. Угол поляризации $\alpha_{изл}$ -волны, переизлученной ферритовым резонатором в направлении к нагрузке, определяется общим соотношением (3.63), которое в данном случае приводится к виду

$$\alpha_{изл} = \arctg \frac{\frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) \cos \alpha_0 - I_1'(\beta_r r_0) \cos \alpha_0 + \frac{\beta_r}{\beta_z} I_1(\beta_r r_0) \sin \alpha_0}{-\frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) \sin^2 \alpha_0 - I_1'(\beta_r r_0) \cos^2 \alpha_0 + \frac{\beta_r}{\beta_z} I_1(\beta_r r_0)} \quad (4.49)$$

Угол поляризации переизлученной волны не зависит от параметров ферритового резонатора, а определяется лишь соотношением составляющих СВЧ магнитного поля в месте расположения резонатора. В случае перемещения резонатора по угловой координате при $r_0 = 0,2R$ (рис. 70) величина угла поляризации пере-

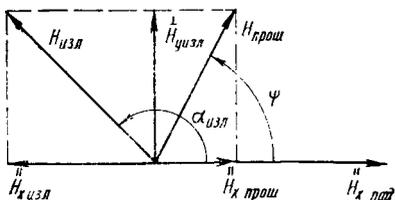


Рис. 69. К принципу резонансного вращения плоскости поляризации электромагнитной волны ферритовым резонатором.

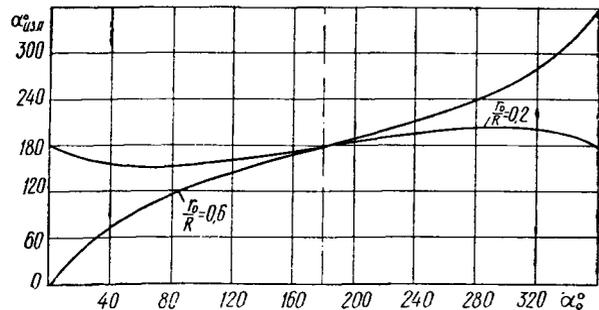


Рис. 70. Зависимости угла поляризации переизлученной электромагнитной волны от координаты расположения ферритового резонатора в волноводе при $\lambda_n/\lambda_{гp} = 1,25$.

излученной волны отличается больше от значения 180° при перемещении резонатора в зоне III (рис. 71), где составляющая круговой поляризации левого вращения больше, чем составляющая круговой поляризации магнитного поля правого вращения в отличие от зоны II. При перемещении резонатора по угловой координате при $r_0 = 0,6R$ резонатор проходит через области с чисто круговой поляризацией СВЧ магнитного поля падающей волны (рис. 71). При этом в области круговой поляризации лево-

го вращения, где $K_2 = 0$, угол поляризации переизлученной волны равен $\alpha_{изл} = \pm 90^\circ$. При переходе резонатора в зону IV, где преобладающей является левая круговая поляризация СВЧ магнитного поля, угол поляризации переизлученной волны изменяется в пределах $-90^\circ < \alpha_{изл} < +90^\circ$. Это обусловлено тем, что в зоне IV суммарная составляющая магнитного поля падающей волны $h = h_x + h_z$ изменяет свой знак на противоположный по отношению к зонам I—III.

Угол поворота плоскости поляризации прошедшей волны при резонансе определяется соотношением (3.62), которое в данном случае приводится к виду

$$\Psi_T = -\arctg \frac{\sigma \chi_p'' (h_x - h_z) (\frac{1}{h_x} - \frac{1}{h_z})}{1 + \sigma \chi_p'' (h_x^2 + h_z^2 + 2h_x h_z)} \quad (4.50)$$

где составляющие СВЧ магнитного поля определяются соотношениями (4.44), (4.45). В отличие от угла поляризации переизлученной волны, угол поворота плоскости поляризации прошедшей волны зависит также и от параметров ферритового резонатора. Это обстоятельство иллюстрируется рис. 69, из которого видно, что при одном и том же значении угла поляризации переизлученной волны $\alpha_{изл}$ изменение амплитуды $H_{изл}$, зависящей от степени связи резонатора с волноводом, приводит к изменению угла поворота плоскости поляризации прошедшей электромагнитной волны.

Коэффициент прохождения при резонансе определяется общим выражением (3.60), которое в данном случае имеет вид

$$T_p = \frac{\sqrt{[1 + \sigma \chi_p'' (h_x^2 + h_z^2 + 2h_x h_z)]^2 + [\sigma \chi_p'' (h_x - h_z) (\frac{1}{h_x} - \frac{1}{h_z})]^2}}{1 + \sigma \chi_p'' (h_x^2 + h_z^2 + h_x^2 + h_z^2)} \quad (4.51)$$

Вид зависимостей T_p и Ψ_T от перемещения ферритового резонатора по угловой координате определяется степенью связи резонатора с волноводом. Так, в случае, когда связь удовлетворяет соотношению

$$2K_2 < 1 + K, \quad (4.52)$$

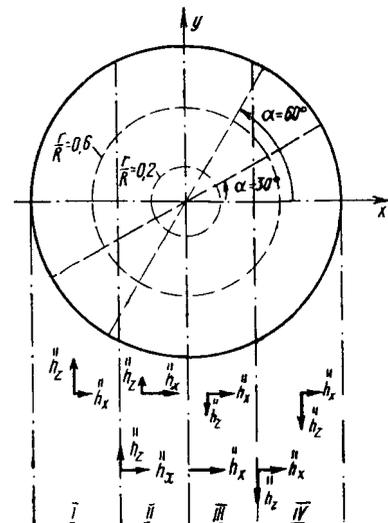


Рис. 71. Характерные зоны СВЧ магнитного поля в поперечном сечении круглого волновода.

изменение угла поворота плоскости поляризации и коэффициента прохождения иллюстрируется рис. 72, а. В случае более сильной невязанной связи резонатора с волноводом, когда

$$2K_2 > 1 + K, \quad (4.53)$$

угол поворота плоскости поляризации изменяется в пределах 360° , а резонансный коэффициент прохождения имеет максимум при угловой координате $\alpha_0 = 180^\circ$ (рис. 72, б).

В случае перемещения резонатора по угловой координате при $r_0 = 0,6R$ коэффициент прохождения и угол поворота плоскости

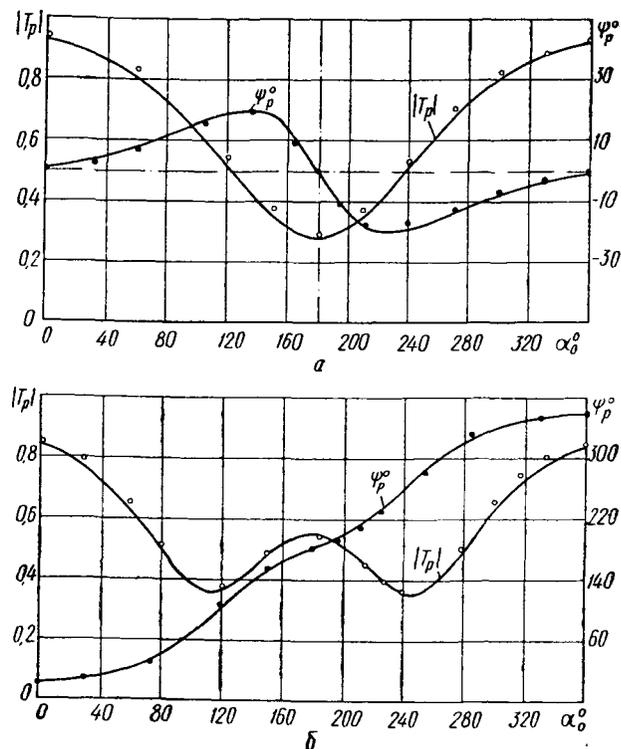


Рис. 72. Зависимости коэффициента прохождения и угла поворота плоскости поляризации при резонансе от координаты расположения резонатора в круглом волноводе при $r_0 = 2,5$ мм, $2R = 25$ мм, $f = 9$ ГГц:

а — $v_\phi = 1,1$ мм³, $\chi_p'' = 2150$; б — $v_\phi = 6$ мм³, $\chi_p'' = 4050$.

Вид характеристик T_p и Ψ_T от перемещения резонатора вдоль диаметра волновода при постоянной угловой координате (рис. 73) также зависит от степени связи. При расположении резонатора в области правой круговой поляризации СВЧ магнитного поля с увеличением связи резонатора с волноводом коэффициент прохождения увеличивается.

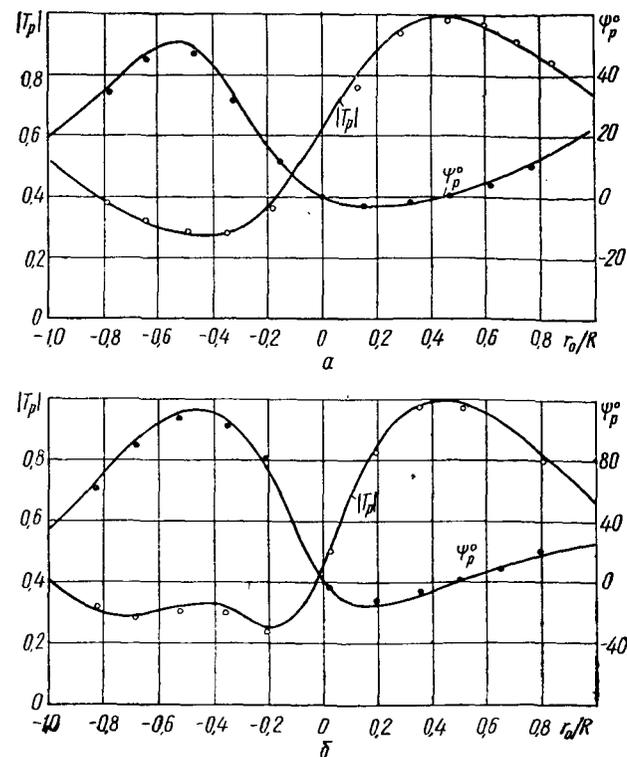


Рис. 73. Зависимости коэффициента прохождения и угла поворота плоскости поляризации при резонансе от координаты расположения резонатора в круглом волноводе при $\alpha_0 = 30^\circ$, $2R = 25$ мм, $f = 9$ ГГц:

а — $v_\phi = 1,1$ мм³, $\chi_p'' = 2150$; б — $v_\phi = 2$ мм³, $\chi_p'' = 2460$.

Постоянство величины угла поворота плоскости поляризации при резонансе в диапазоне частот (рис. 74) объясняется тем, что с ростом частоты величина угла поляризации переизлученной волны уменьшается, а амплитуда ее увеличивается. В результате угол поворота плоскости поляризации прошедшей волны при резонансе мало изменяется при перестройке резонатора в диапазоне частот. Результаты экспериментального исследования зависимостей коэффициента прохождения и угла поворота плоскости поляризации при резонансе от координат расположения резона-

тора и от частоты отмечены на рисунках точками наряду со сплошными расчетными линиями. Эти результаты подтверждают выводы теории.

Рассмотрим теперь включение ферритового резонатора как неоднородности в согласованном круглом волноводе, когда внеш-

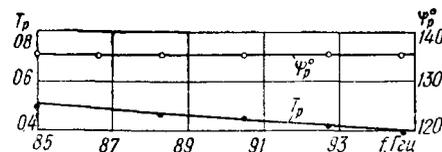


Рис. 74. Зависимости коэффициента прохождения и угла поворота плоскости поляризации при резонансе от частоты СВЧ-сигнала. Параметры системы: $v_{\Phi} = 6 \text{ м.м.}^3$, $\chi_p'' = 4050$, $\alpha_0 = 220^\circ$, $r_0 = 2,5 \text{ м.м.}$, $2R = 25 \text{ м.м.}$

нее поле подмагничивания приложено в плоскости $хоу$. Соотношения для коэффициентов связи при этом записываются в виде

$$\begin{aligned} \overset{\parallel}{K}_2 = \frac{4,2v_{\Phi}\chi_p''}{R^2\lambda_B} \left\{ \left[-I_1(\beta_r r_0) \cos^2 \alpha_0 - \frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) \sin^2 \alpha_0 \right] \cos \alpha_1 + \right. \\ \left. + \left[I_1'(\beta_r r_0) + \frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) \right] \sin \alpha_0 \cos \alpha_0 \sin \alpha_1 \mp \frac{\beta_r}{\beta_z} I_1(\beta_r r_0) \cos^2 \alpha_0 \right\}^2; \end{aligned} \quad (4.54)$$

$$\begin{aligned} \overset{\perp}{K}_2 = \frac{4,2v_{\Phi}\chi_p''}{R^2\lambda_B} \left\{ \left[\frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) - I_1'(\beta_r r_0) \right] \sin \alpha_0 \cos \alpha_0 \cos \alpha_1 + \right. \\ \left. + \left[I_1'(\beta_r r_0) \sin^2 \alpha_0 - \frac{1}{\beta_r r_0} I_1(\beta_r r_0) \cos^2 \alpha_0 \right] \sin \alpha_1 \mp \frac{\beta_r}{\beta_z} I_1(\beta_r r_0) \sin \alpha_0 \right\}^2. \end{aligned} \quad (4.55)$$

Этот случай представляет интерес с точки зрения возможности получения невзаимной связи ферритового резонатора с волноводом как по падающей волне, так и по дополнительно возбуждаемой резонатором волне с перпендикулярной к падающей плоскостью поляризации. Круговая поляризация для падающей волны получается, когда

$$\overset{\parallel}{h}_x \cos \alpha_1 - \overset{\parallel}{h}_y \sin \alpha_1 = \overset{\parallel}{h}_z; \quad (4.56)$$

круговая поляризация СВЧ магнитного поля волны, плоскость поляризации которой перпендикулярна к падающей, имеет место при

$$\overset{\perp}{h}_x \cos \alpha_1 - \overset{\perp}{h}_y \sin \alpha_1 = \overset{\perp}{h}_z. \quad (4.57)$$

Используя эти соотношения и соотношения (4.44), (4.45) для составляющих электромагнитного поля, нетрудно рассчитать угол наклона поля подмагничивания в плоскости $хоу$, при котором обеспечивается невзаимная связь ферритового резонатора с волноводом по двум волнам. Из множества различных случаев

ориентации вектора подмагничивающего поля и расположения ферритового резонатора в волноводе представляет практический интерес случай, когда резонатор расположен в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля при $\alpha_0 = 45^\circ$ и поле приложено под углом $\alpha_0 = -45^\circ$. Радиальная координата r_0 , в которой при $\alpha_1 = -45^\circ$ СВЧ магнитные поля двух волн $\overset{\parallel}{H}_{11}$ и $\overset{\perp}{H}_{11}$ имеют

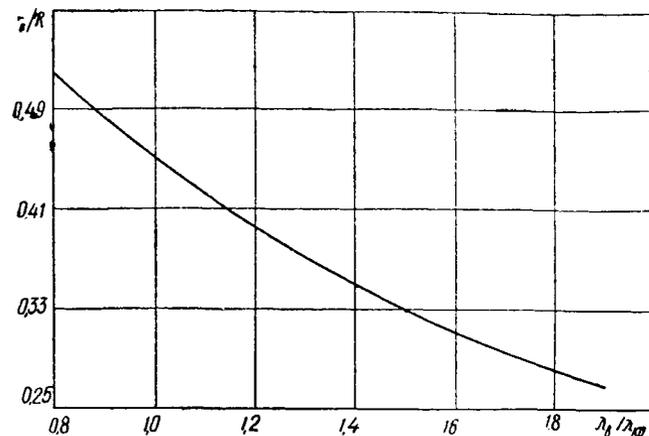


Рис. 75. Расчетный график для определения области круговой поляризации СВЧ магнитного поля в круглом волноводе.

круговую поляризацию, определяется из соотношения

$$I_1'(\beta_r r_0) = \frac{\lambda_B}{\lambda_{кр}} I_1(\beta_r r_0), \quad (4.58)$$

графическая интерпретация которого показана на рис. 75.

В рассматриваемом случае коэффициенты связи ферритового резонатора с волноводом равны

$$\overset{\parallel}{K}_1 = \overset{\perp}{K}_1 = 0, \quad \overset{\parallel}{K}_2 = \overset{\perp}{K}_2 = 0,5K = \frac{8,4v_{\Phi}\chi_p''}{R^2\lambda_B} \left(\frac{\lambda_B}{\lambda_{кр}} \right)^2 I_1^2(\beta_r r_0). \quad (4.59)$$

Характеристики взаимодействия при этом определяются соотношениями (3.72) — (3.75). При сильной связи угол поворота плоскости поляризации приближается к 90° и вносимые потери незначительны.

4. 5. НЕЛИНЕЙНЫЙ ФЕРРИТОВЫЙ РЕЗОНАТОР В ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Ферритовый резонатор переходит в нелинейный режим работы при уровнях мощности, превышающих пороговый, когда из-за параметрического возбуждения спиновых волн параметры резонатора

натора становятся зависимыми от амплитуды СВЧ магнитного поля.

Рассмотрим влияние связи резонатора с линией передачи на величину пороговой мощности и на характеристики линии передачи с ферритовым резонатором при запороговых уровнях мощности.

Пороговая мощность ферритового резонатора

Связь ферритового резонатора с линией передачи увеличивает затухание ферромагнитного резонанса, что влечет за собой и увеличение пороговой амплитуды СВЧ магнитного поля [116, 117]. При этом пороговая амплитуда поля ферритового резонатора, связанного с линией передачи, $h_{\text{пор.в}}$ определяется не собственной шириной линии ферромагнитного резонанса, а шириной линии нагруженного резонатора

$$h_{\text{пор.в}} = h_{\text{пор}}(1 + K), \quad (4.60)$$

где $h_{\text{пор}}$ — пороговая амплитуда поля без учета связи; K — общий коэффициент связи резонатора с линией передачи.

Вычислим пороговую мощность ферритового резонатора, связанного с коаксиальной линией передачи. Используя составляющие электромагнитного поля волны типа TEM

$$E_r = Z_0 \frac{I}{2\pi r};$$

$$H_\alpha = \frac{I}{2\pi r}$$

и соотношение для мощности, передаваемой этой волной,

$$P = \frac{Z_n I^2}{2},$$

запишем амплитуду СВЧ магнитного поля, взаимодействующего с переменной намагниченностью ферритового резонатора

$$h_x = \sqrt{\frac{2P}{Z_n} \frac{\sin \alpha_0}{2\pi r_0}}, \quad (4.61)$$

где $Z_n = \frac{Z_0 \ln \frac{R_2}{R_1}}{2\pi}$ — волновое сопротивление коаксиальной линии; $Z_0 = 120\pi$.

При $h_x = h_{\text{пор.в}}$ $P = P_{\text{пор}}$, и при этом формула (4.61) принимает вид

$$P_{\text{пор}} = 2Z_n \left(\frac{\pi r_0}{\sin \alpha_0} \right)^2 h_{\text{пор}}^2 (1 + K)^2. \quad (4.62)$$

С учетом соотношения для коэффициента связи имеем окончательно

$$P_{\text{пор}} = 2Z_n \left(\frac{\pi r_0}{\sin \alpha_0} \right)^2 h_{\text{пор}}^2 \left[1 + \frac{\omega \mu_0 v_\phi \chi_p''}{8Z_n} \left(\frac{\sin \alpha_0}{\pi r_0} \right)^2 \right]^2. \quad (4.63)$$

При включении ферритового резонатора как неоднородности в короткозамкнутой коаксиальной линии пороговая мощность определяется выражением

$$P_{\text{пор.кз}} = 0,5Z_n \left(\frac{\pi r_0}{\sin \alpha_0 \cos \beta_2 z_0} \right)^2 h_{\text{пор}}^2 \left[1 + \frac{\omega \mu_0 v_\phi \chi_p''}{4Z_n} \left(\frac{\sin \alpha_0 \cos \beta_2 z_0}{\pi r_0} \right)^2 \right]^2. \quad (4.64)$$

Пороговый уровень мощности зависит от угловой координаты расположения резонатора и расстояния z_0 между резонатором и плоскостью короткого замыкания в случае связи резонатора с короткозамкнутой линией передачи. При этом перемещение резонатора относительно плоскости короткого замыкания оказывает такое же влияние на величину пороговой мощности, как и перемещение резонатора по угловой координате. Поэтому исследование зависимости пороговой мощности от координат расположения резонатора можно провести, изменяя, например, лишь положение резонатора относительно плоскости короткого замыкания. Такое исследование показывает (рис. 76), что при слабой связи,

когда $K_m < 1$ (K_m — коэффициент связи при расположении резонатора в пучности СВЧ магнитного поля), перемещение резонатора к положению узла магнитного поля (что аналогично перемещению резонатора по угловой координате к значению $\alpha_0 = 0$) ведет к увеличению порогового уровня мощности. В случае сильной связи, когда $K_m > 1$ аналогичное перемещение резонатора приводит сначала к уменьшению, а затем к увеличению порогового уровня мощности. При этом минимальное значение пороговой мощности соответствует коэффициенту связи $K = 1$. Соотношение для этого минимального значения пороговой мощности имеет вид

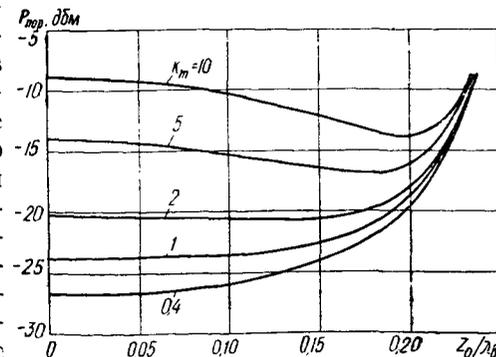


Рис. 76. Зависимости порогового уровня мощности от расстояния между ферритовым резонатором и плоскостью короткого замыкания коаксиальной линии передачи при K_m в качестве параметра.

$$P_{\text{пор. min}} = \frac{1}{2} \omega \mu_0 v_\phi \chi_p'' h_{\text{пор}}^2. \quad (4.65)$$

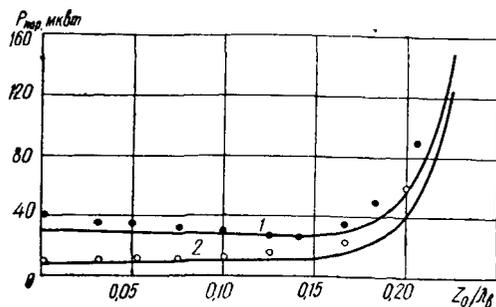


Рис. 77. Зависимости порогового уровня мощности от расстояния между резонатором и плоскостью короткого замыкания при $\nu_\phi = 2,03 \text{ м.м.}^3$, $\chi_p'' = 1250$ (кривая 1) и при $\nu_\phi = 6,4 \text{ м.м.}^3$, $\chi_p'' = 1170$ (кривая 2). Точками отмечены результаты эксперимента.

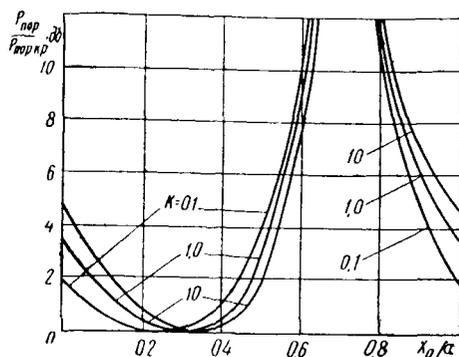


Рис. 78. Зависимости порогового уровня мощности от координаты расположения ферритового резонатора в прямоугольном волноводе.

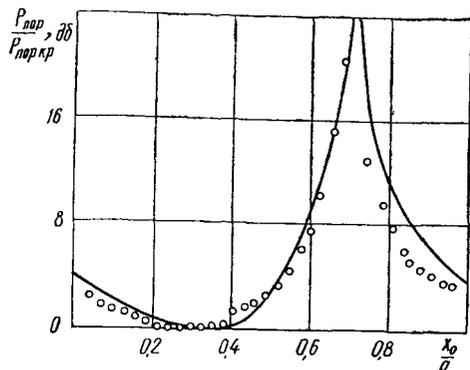


Рис. 79. Зависимость порогового уровня мощности от координаты расположения ферритового резонатора в прямоугольном волноводе при $K_0 = 4$. Точками отмечены результаты эксперимента.

Минимальное значение пороговой мощности, получаемое при перемещении резонатора в линии передачи, не зависит от параметров этой линии, а определяется лишь параметрами ферритового резонатора при допороговых уровнях мощности и значением порогового СВЧ-поля без учета связи. Это свойство может быть использовано для определения порогового СВЧ магнитного поля $h_{\text{пор}}$ по минимальному значению пороговой мощности.

На рис. 77 иллюстрируется соответствие между расчетными (сплошные линии) и экспериментальными (отмечены точками) значениями пороговой мощности при перемещении резонатора в короткозамкнутой коаксиальной линии. Ширина резонансной кривой спиновых волн, вычисленная по измеренной пороговой амплитуде поля, равна 48 а/м . При расположении ферритового резонатора в согласованном прямоугольном волноводе (рисунок в табл. 5) соотношение для пороговой мощности имеет вид

$$P_{\text{пор}} = \frac{30\pi ab \lambda_B^2 I_{\text{пор}}^2}{\lambda \sqrt{\epsilon}} \frac{\left\{ 1 + K_0 \left[\sin^2 \beta_x x_0 + \left(\frac{\beta_x}{\beta_z} \right)^2 \cos^2 \beta_x x_0 \right] \right\}^2}{\sin \beta_x x_0 + \frac{\beta_x}{\beta_z} \cos \beta_x x_0}, \quad (4.66)$$

а при расположении резонатора в месте, где СВЧ магнитное поле имеет только правую круговую поляризацию,

$$P_{\text{пор.кр}} = \frac{30\pi a^3 b \lambda_B^2 I_{\text{пор}}^2}{\lambda^3 \sqrt{\epsilon}} \left[1 + K_0 \left(\frac{\lambda}{a \sqrt{2}} \right)^2 \right]^2, \quad (4.67)$$

где

$$K_0 = \frac{2\pi \nu_\phi \chi_p''}{ab \lambda_B}.$$

На рис. 78 представлены типичные зависимости пороговой мощности от координаты расположения резонатора в волноводе. На средней частоте волновода при $\lambda_B = 2a$ функция $P_{\text{пор}}/P_{\text{пор.кр}} = \Psi(x_0)$ не зависит от степени связи резонатора с волноводом. Соответствие расчета и эксперимента (рис. 79) свидетельствует о пригодности приведенных соотношений для оценки пороговой мощности ферритовых резонаторов в линии передачи.

Ферритовый резонатор в линии передачи при запороговых уровнях мощности

Для получения расчетных соотношений, описывающих взаимодействие нелинейного ферритового резонатора с линией передачи, сделаем следующие основные допущения:

1. Рассматривается только стационарный режим работы ферритового резонатора, а искомые характеристики взаимодействия определяются с учетом амплитуды магнитной составляющей поля

падающей волны и амплитуд первых гармоник волн, расходящихся от нелинейного ферритового резонатора. Это допущение позволяет использовать при анализе квазилинейный метод, в соответствии с которым формулы линейного приближения при резонансе обобщаются на случай нелинейного режима путем замены в них некоторого параметра, характеризующего связанную систему в линейном режиме на эффективный (средний) параметр, зависящий от уровня мощности падающей волны. Параметром, который характеризует взаимодействие ферритового резонатора с линией передачи, является коэффициент связи.

2. При получении соотношения для эффективного коэффициента связи будем считать [118], что резонансная магнитная восприимчивость нагруженного ферритового резонатора при запороговых полях уменьшается по закону

$$\chi_p''(h) = \chi_p'' \frac{h_{\text{пор}}}{h} = \frac{\chi_p''}{\zeta(1+K)}, \quad (4.68)$$

где $\zeta = \frac{h}{h_{\text{пор.в}}}$, причем $\zeta \geq 1$.

Это допущение подтверждается экспериментально для высокочастотных ферритовых резонаторов при совпадении основного и дополнительного резонансов; по такому же закону магнитная восприимчивость уменьшается и в режиме насыщения основного резонанса в случае, если внутри резонатора и на его поверхности отсутствуют магнитные неоднородности.

Из соотношения (4.68) следует

$$\zeta = \frac{h}{h_{\text{пор}}(1+K)}. \quad (4.69)$$

При запороговых полях в этом выражении необходимо заменить коэффициент связи в линейном режиме на эффективный коэффициент связи

$$\zeta_{\text{эф}} = \frac{h}{h_{\text{пор}}(1+K_{\text{эф}})} \quad (4.70)$$

либо с учетом соотношения (4.69)

$$\zeta_{\text{эф}} = \zeta \frac{1+K}{1+K_{\text{эф}}}. \quad (4.71)$$

Поскольку коэффициент связи пропорционален собственной магнитной восприимчивости, то для эффективных коэффициентов связи можно записать соотношения

$$K_{1\text{эф}} = \frac{K_1}{\zeta_{\text{эф}}} = \frac{K_1}{\zeta} \frac{1+K_{1\text{эф}}+K_{2\text{эф}}}{1+K_1+K_2}; \quad (4.72)$$

$$K_{2\text{эф}} = \frac{K_2}{\zeta_{\text{эф}}} = \frac{K_2}{\zeta} \frac{1+K_{1\text{эф}}+K_{2\text{эф}}}{1+K_1+K_2},$$

откуда следует

$$K_{1\text{эф}} = \frac{K_1}{\zeta(1+K)-K}. \quad (4.73)$$

При запороговых полях коэффициент связи уменьшается тем быстрее, чем больше степень связи резонатора с линией передачи в линейном режиме (рис. 80).

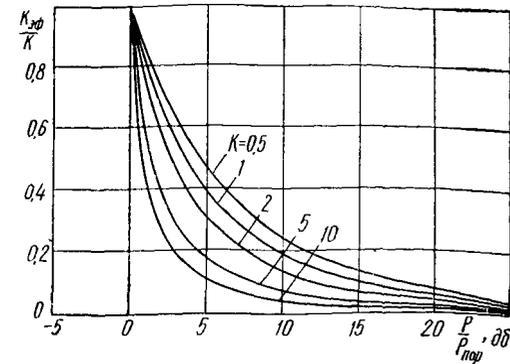


Рис. 80. Зависимости эффективного коэффициента связи ферритового резонатора с линией передачи от уровня мощности СВЧ при коэффициенте связи в линейном режиме в качестве параметра.

Используя соотношение (4.73), можно получить выражения для эффективных параметров ферритового резонатора:

ширина резонансной линии однородной прецессии нагруженного резонатора

$$2\Delta H_{н.эф} = 2\Delta H_0(1+K)\zeta; \quad (4.74)$$

добротность нагруженного ферритового резонатора

$$Q_{н.эф} = \frac{Q_0}{(1+K)\zeta}. \quad (4.75)$$

Нелинейный ферритовый резонатор в короткозамкнутой линии передачи

Соотношения, характеризующие резонансную связь ферритового резонатора с короткозамкнутой линией передачи при запороговых уровнях мощности, получим путем замены в соответствующих формулах табл. 4 коэффициента связи в линейном режиме на эффективный коэффициент связи согласно (4.73). В результате получим

$$\Gamma_{р.эф} = \frac{\zeta(1+2K)-4K}{\zeta(1+2K)}; \quad (4.76)$$

$$\chi_{р.эф} = \frac{8K[\zeta(1+2K)-2K]}{[\zeta(1+2K)]^2}. \quad (4.77)$$

Увеличение уровня мощности выше порогового значения в случае слабой связи в линейном режиме ($2K < 1$) приводит к монотонному увеличению коэффициента отражения и уменьшению коэффициента поглощения (рис. 81). При сильной связи ($2K > 1$) увеличение уровня мощности выше порогового значе-

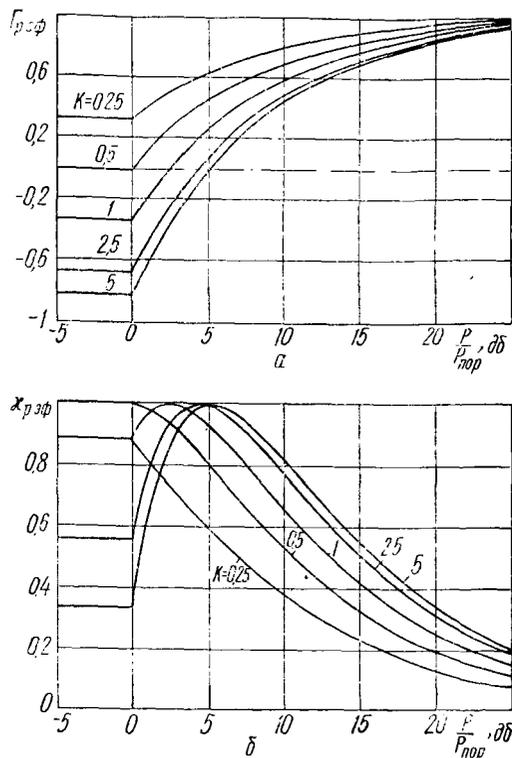


Рис. 81. Зависимости эффективных коэффициентов отражения и поглощения при резонансе от уровня мощности СВЧ при коэффициенте связи в линейном режиме в качестве параметра.

ния приводит к тому, что эффективный коэффициент отражения сначала уменьшается и, достигнув нуля при некотором уровне падающей мощности P_0 , несколько превышающем пороговое значение, увеличивается, стремясь к единице при уровнях падающей мощности, значительно превышающих пороговое значение. В этом же случае коэффициент поглощения в нелинейном режиме сначала увеличивается и достигает максимального значения, равного единице, при том же уровне падающей мощности P_0 . В дальнейшем коэффициент поглощения уменьшается, стремясь к нулю при уровнях мощности, значительно превышающих пороговое значение. Уровень падающей мощности P_0 , при котором

имеют место экстремальные значения коэффициентов отражения и поглощения, соответствует критическому значению эффективного коэффициента связи $K_{эф} = 1$. Выражение для уровня мощности P_0 нетрудно получить, используя соотношения для коэффициента отражения (4.76) или поглощения (4.77). Приравни-

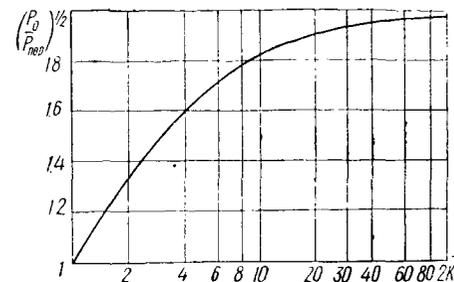


Рис. 82. Зависимость уровня мощности, при котором эффективный коэффициент связи ферритового резонатора с линией передачи равен критическому значению, от величины коэффициента связи резонатора с линией передачи в линейном режиме.

вая эти соотношения их экстремальным значениям, получим

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{P_0}{P_{пор}}} = \frac{4K}{1+2K}. \quad (4.78)$$

Это соотношение, естественно, имеет смысл лишь при $\xi_0 \geq 1$, т. е. $K \geq 1$. С увеличением коэффициента связи в линейном режиме уровень мощности P_0 также увеличивается, стремясь в пределе к значению $P_0 = 4P_{пор}$ (рис. 82).

Связь линий передачи СВЧ при помощи нелинейного ферритового резонатора

Используя формулы, приведенные в табл. 3, и выражения для эффективных коэффициентов связи (4.73), запишем соотношения, характеризующие связь ферритового резонатора с линией передачи при включении резонатора как элемента связи при запороговых уровнях мощности. При частоте СВЧ-сигнала, равной резонансной, эти соотношения в общем случае связи имеют вид

$$\Gamma_{p,эф} = \frac{\xi(1+K_1+K_2) - 2K_1}{\xi(1+K_1+K_2)}; \quad (4.79)$$

$$T_{p,эф} = -\frac{2\sqrt{K_1K_2}}{\xi(1+K_1+K_2)}; \quad (4.80)$$

$$\kappa_{p,эф} = \frac{4K_1[\xi(1+K_1+K_2) - (K_1+K_2)]}{[\xi(1+K_1+K_2)]^2}. \quad (4.81)$$

В частном случае связи $K_1 = K_2 = 0,5K$ эти выражения соответственно равны:

$$\Gamma_{p,\text{эф}} = \frac{\xi(1+K) - K}{\xi(1+K)}; \quad (4.82)$$

$$T_{p,\text{эф}} = -\frac{K}{\xi(1+K)}; \quad (4.83)$$

$$\kappa_{p,\text{эф}} = \frac{2K[\xi(1+K) - K]}{[\xi(1+K)]^2}. \quad (4.84)$$

В обоих случаях связи увеличение мощности выше порогового значения приводит к монотонному уменьшению коэффициента прохождения и увеличению коэффициента отражения. При сильной связи в линейном режиме ($K > 1$) зависимость коэффициента поглощения от уровня падающей мощности имеет максимум, при котором коэффициент поглощения равен 0,5 (рис. 83).

Постоянный уровень выходной мощности, имеющий место при увеличении входной мощности выше порогового значения (рис. 84), обуславливает возможность применения рассматриваемой системы в качестве ограничителя мощности СВЧ. Из выражения (4.83) нетрудно получить соотношение, связывающее выходную мощность в режиме ограничения и величину коэффициента связи в линейном режиме

$$\frac{P_{\text{прош}}}{P_{\text{пор}}} = \left(\frac{K}{1+K}\right)^2. \quad (4.85)$$

Уровень мощности на выходе в режиме ограничения всегда меньше порогового уровня мощности, приближаясь к нему при очень сильной связи в линейном режиме (рис. 85). Таким образом, изменяя степень связи резонатора с линией передачи в линейном режиме, можно регулировать в широких пределах уровень выходной мощности в режиме ограничения.

Поскольку при уровнях мощности, превышающих пороговое значение, эквивалентной схемой ферритового резонатора является не одиночный колебательный контур, а более сложная колебательная система, то подстановка эффективного коэффициента связи в соотношения для коэффициентов отражения, прохождения и поглощения при расстройке (табл. 2—4) является некорректной. Однако интересно исследовать эти характеристики линии передачи с резонатором при расстройке. Такое исследование было проведено нами экспериментально [119] при использовании сферического ЖИГ-резонатора при величине подмагничивающего поля, соответствующей совпадению основного и дополнительного резонансов (рис. 86). Увеличение уровня входной мощности выше порогового значения приводит к уплощению резонансной кривой коэффициента прохождения, причем величина плоского участка увеличивается с ростом уровня падающей мощности. Наличие плоского участка обусловлено в основном тем, что пороговый уровень мощности увеличивается с ростом

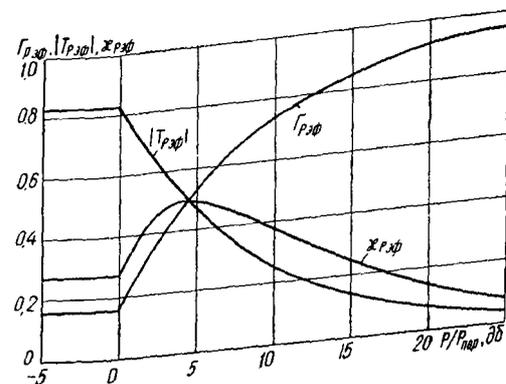


Рис. 83. Зависимости эффективных коэффициентов отражения, прохождения и поглощения при резонансе от уровня мощности СВЧ при коэффициенте связи в линейном режиме $K=5$.

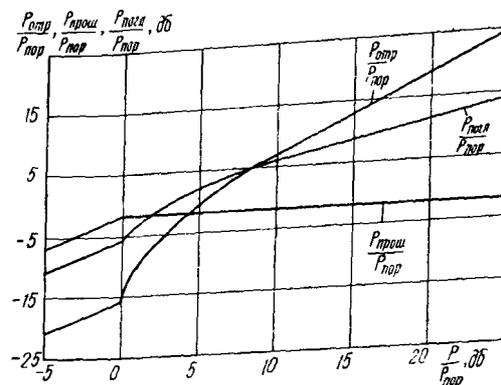


Рис. 84. Зависимости отраженной, прошедшей и поглощенной мощностей при резонансе от уровня падающей мощности СВЧ при включении ферритового резонатора как элемента связи и при коэффициенте связи в линейном режиме $K=5$.

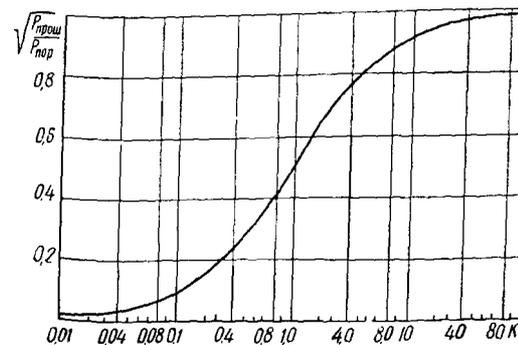


Рис. 85. Зависимость уровня прошедшей мощности от величины связи ферритового резонатора с линиями передачи в линейном режиме.

расстройки относительно точки резонанса (рис. 87). В точке резонанса фазовый угол коэффициента прохождения равен -180° при всех уровнях падающей мощности. Увеличение уровня падающей мощности выше порогового значения приводит к уменьшению наклона фазовой характеристики. Последнее связа-

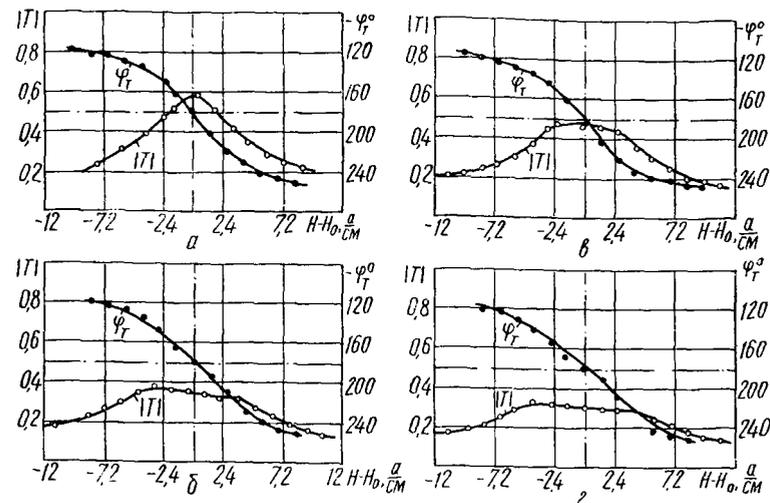


Рис. 86. Зависимости модуля и фазового угла коэффициента прохождения от расстройки вблизи резонанса при уровне падающей мощности в качестве параметра:
 а — $P/P_{пор} = -2$ дб; б — $P/P_{пор} = 3,3$ дб; в — $P/P_{пор} = 6$ дб; г — $P/P_{пор} = 7$ дб.

но с уменьшением эффективной нагруженной добротности ферритового резонатора при увеличении уровня падающей мощности выше порогового значения (4.75). Уменьшать наклон фазовой

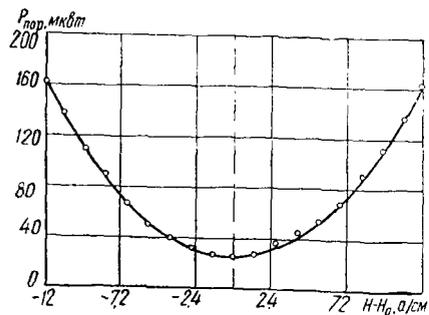


Рис. 87. Экспериментальная зависимость порогового уровня мощности ферритового резонатора от расстройки резонатора вблизи резонанса.

характеристики целесообразно путем увеличения степени связи резонатора с входной и выходной линиями передачи в линейном режиме.

Нелинейный ферритовый резонатор в согласованной линии передачи

Соотношения, описывающие связь ферритового резонатора с согласованной линией при запороговых уровнях мощности можно получить [120], как и раньше, заменой в соответствующих формулах табл. 2 коэффициентов связи K_1, K_2 на эффективные коэффициенты связи. При этом в общем случае связи искомые соотношения в режиме резонанса имеют вид

$$\Gamma_{р.эф} = -\frac{2\sqrt{K_1 K_2}}{\xi(1+K_1+K_2)}; \quad (4.86)$$

$$T_{р.эф} = \frac{\xi(1+K_1+K_2) - 2K_2}{\xi(1+K_1+K_2)}; \quad (4.87)$$

$$\kappa_{р.эф} = \frac{4K_2[\xi(1+K_1+K_2) - (K_1+K_2)]}{[\xi(1+K_1+K_2)]^2}. \quad (4.88)$$

В частном случае связи $K_1=K_2=0,5K$ выражения для коэффициентов прохождения, отражения и поглощения совпадают соответственно с выражениями для коэффициентов отражения (4.82), прохождения (4.83) и поглощения (4.84), приведенными выше для случая включения резонатора как элемента связи.

В частном случае связи $K_1=0, K_2=K$ коэффициент отражения равен нулю, а выражения для коэффициентов прохождения и поглощения равны

$$T_{р.эф} = \frac{\xi(1+K) - 2K}{\xi(1+K)}; \quad (4.89)$$

$$\kappa_{р.эф} = \frac{4K[\xi(1+K) - K]}{[\xi(1+K)]^2}. \quad (4.90)$$

При расположении ферритового резонатора в области, где СВЧ магнитное поле поляризовано эллиптически, наблюдается явление непрохождения электромагнитной энергии через отрезок согласованной линии передачи с нелинейным ферритовым резонатором. Соотношение для уровня входной мощности P_0 , при котором эффективный коэффициент прохождения равен нулю, имеет вид

$$\xi = \sqrt{\frac{P_0}{P_{пор}}} = \frac{2K_2}{1+K_1+K_2}. \quad (4.91)$$

Наличие связи резонатора с линией передачи в направлении к генератору ($K_1 \neq 0$) приводит к уменьшению уровня мощности P_0 по сравнению со случаем невзаимной связи, когда $K_1=0$.

Результаты эксперимента, отмеченные точками наряду со сплошными расчетными линиями, согласуются с выводами теории (рис. 88). Расчет проводился по экспериментально найденным величинам коэффициентов связи в линейном режиме.

Экспериментальное исследование связи нелинейного ферритового резонатора с согласованной линией при расстройке резонатора в области резонанса показывает [121], что увеличение

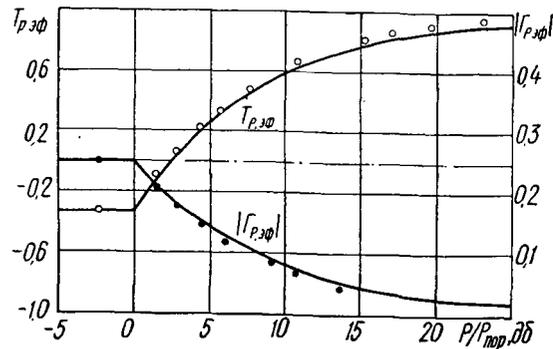


Рис. 88. Зависимости эффективных коэффициентов прохождения и отражения при резонансе от уровня падающей мощности СВЧ при $K_1=0,075$, $K_2=2,1$.

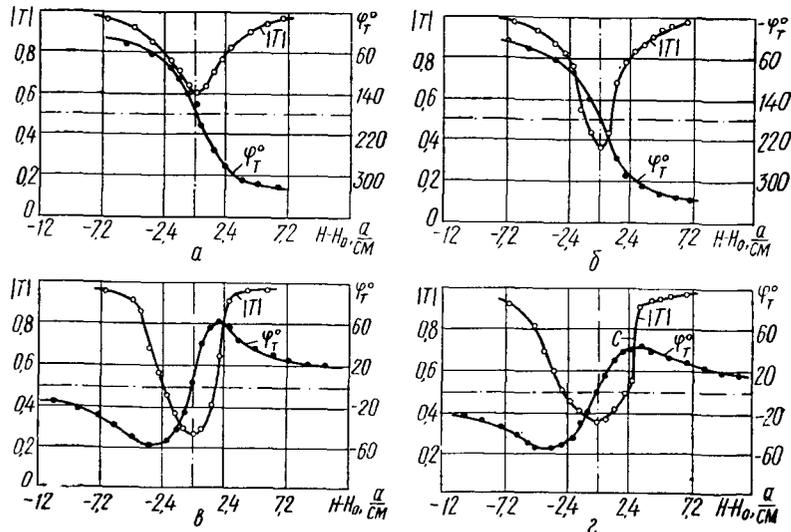


Рис. 89. Зависимости модуля и фазового угла коэффициента прохождения от расстройки вблизи резонанса при уровне падающей мощности в качестве параметра:

а — $P/P_{пор} = -5$ дБ; б — $P/P_{пор} = 1,5$ дБ; в — $P/P_{пор} = 4,2$ дБ; г — $P/P_{пор} = 5,4$ дБ.

уровня мощности выше порогового значения при слабой связи ($K < 1$) приводит как к уменьшению экстремальных значений фазового угла коэффициента прохождения, так и к увеличению расстояния между этими значениями по оси расстройки. При

сильной связи ($K > 1$) увеличение уровня мощности вплоть до значения P_0 почти не изменяет вид фазовой характеристики (рис. 89). Дальнейшее увеличение уровня мощности падающей волны приводит к тому, что фазовая характеристика становится аналогичной случаю слабой связи.

Некоторая асимметрия фазовых характеристик при запороговых уровнях мощности связана с асимметрией резонансных кривых коэффициента прохождения; она возрастает с увеличением уровня мощности. При этом ветвь резонансной кривой коэффициента прохождения в области магнитных полей, превышающих резонансное значение, изменяется быстрее, чем ветвь в области дорезонансных магнитных полей. При уровнях мощности, превышающих на несколько децибел пороговое значение, может возникать неустойчивость прошедшей мощности, что отмечено на резонансной линии коэффициента прохождения в виде скачка С (рис. 89).

При увеличении уровня мощности падающей волны выше порогового значения наблюдается смещение резонансной частоты ферритового резонатора. Причем особенно заметно оно при сильной связи резонатора с линией передачи в линейном режиме. В этом же случае ($K > 1$) вблизи порогового уровня мощности наблюдается небольшое увеличение как нагруженной добротности ферритового резонатора, так и его магнитной восприимчивости при резонансе.

4. 6. СВЯЗЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ЛИНИЕЙ ПЕРЕДАЧИ СВЧ

Используя общие расчетные соотношения для коэффициентов связи твердотельного резонатора с линией передачи (4.26), рассчитаем связь диэлектрического резонатора с линией передачи. Если плоский диэлектрический резонатор ориентирован произвольно относительно осей координат прямоугольной системы координат, по которым разложены составляющие СВЧ магнитного поля (рис. 90), то с учетом соотношений (2.86), (2.89), (2.112) для дипольного момента и соотношения (4.26) коэффициент связи диэлектрического резонатора с согласованной линией передачи можно рассчитать по формулам:

1. Резонатор ориентирован произвольно в линии передачи

$$K = \frac{\omega \mu_0 m}{4P} (h_x^2 \sin^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2 + h_z^2 \sin^2 \alpha_1 \sin^2 \alpha_2). \quad (4.92)$$

2. Резонатор ориентирован в плоскости xoy

$$K = \frac{\omega \mu_0 m}{4P} h_x^2 \sin^2 \alpha_1. \quad (4.93)$$

3. Резонатор ориентирован в плоскости yoz

$$K = \frac{\omega \mu_0 m}{4P} h_z^2 \sin^2 \alpha_1. \quad (4.94)$$

4. Резонатор ориентирован в плоскости xoz

$$K = \frac{\omega \mu_0 m}{4P} (h_x^2 \cos^2 \alpha_2 + h_z^2 \sin^2 \alpha_2), \quad (4.95)$$

где

$$m = \frac{0.74 v D^2 \epsilon F Q_0 q}{\lambda^2}$$

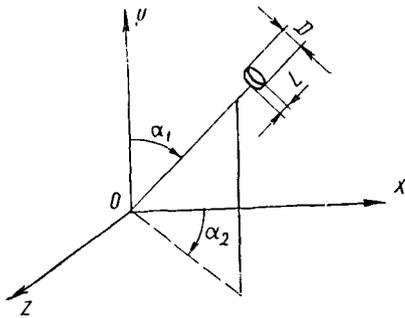


Рис. 90. Ориентация плоского диэлектрического резонатора относительно осей координат.

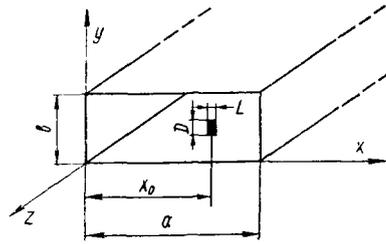


Рис. 91. Диэлектрический резонатор в прямоугольном волноводе.

для плоского цилиндрического резонатора и

$$m = \frac{16 v \epsilon A^2 B^2 F Q_0 q}{\pi^2 \lambda^2 (A^2 + B^2)}$$

для плоского прямоугольного резонатора; h_x, h_z — амплитуды составляющих СВЧ магнитного поля.

Рассмотрим некоторые особенности взаимодействия диэлектрического резонатора с линией передачи на примере связи резонатора с прямоугольным волноводом [53].

При включении диэлектрического резонатора как неоднородности в согласованном прямоугольном волноводе (рис. 91) коэффициент связи резонатора с волноводом рассчитывается по формулам:

цилиндрический резонатор

$$K = \frac{8 v D^2 \epsilon Q_0 F^2}{ab \lambda_b \lambda^2 G} \left[\sin^2 \beta_x x_0 \sin^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2 + \left(\frac{\lambda_b}{2a} \right)^2 \cos^2 \beta_x x_0 \sin^2 \alpha_1 \sin^2 \alpha_2 \right]; \quad (4.96)$$

прямоугольный резонатор

$$K = \frac{16,2 v A^2 B^2 \epsilon Q_0 F^2}{ab \lambda_b \lambda^2 (A^2 + B^2) G} \left[\sin^2 \beta_x x_0 \sin^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2 + \left(\frac{\lambda_b}{2a} \right)^2 \cos^2 \beta_x x_0 \sin^2 \alpha_1 \sin^2 \alpha_2 \right]. \quad (4.97)$$

При связи резонатора с волноводом по продольной составляющей магнитного поля (рис. 92) коэффициент связи максимален при расположении резонатора вблизи стенок волновода. Коэффициенты отражения и прохождения рассчитываются по общим формулам (табл. 2) и при перемещении резонатора в волноводе

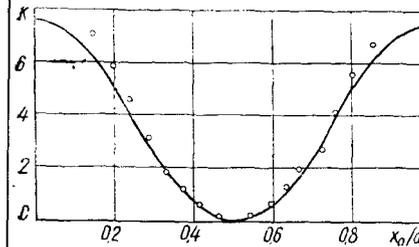


Рис. 92. Зависимость коэффициента связи диэлектрического резонатора с волноводом от координаты расположения резонатора в волноводе при $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$.

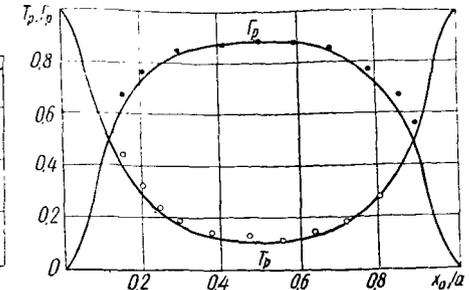


Рис. 93. Зависимости коэффициентов прохождения и отражения при резонансе от координаты расположения цилиндрического диэлектрического резонатора в прямоугольном волноводе при $\alpha_1 = 90^\circ, \alpha_2 = 0$.

определяются (рис. 93) соответствующей зависимостью коэффициента связи.

При включении диэлектрического резонатора как элемента связи двух прямоугольных волноводов (рис. 94) и симметричном расположении резонатора в центре отверстия коэффициенты связи также рассчитываются согласно соотношениям (4.96), (4.97), которые в данном случае упрощаются, поскольку связь волноводов осуществляется только через поперечную составляющую магнитного поля, имеют вид:

связь волноводов при помощи цилиндрического резонатора

$$K_1 = K_2 = 0,5 K = \frac{4 v D^2 \epsilon Q_0 F^2}{ab \lambda_b \lambda^2 G} \sin^2 \beta_x x_0 \sin^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2; \quad (4.98)$$

связь волноводов при помощи прямоугольного резонатора

$$K_1 = K_2 = 0,5 K = \frac{8,1 v A^2 B^2 \epsilon Q_0 F^2}{ab \lambda_b \lambda^2 (A^2 + B^2) G} \sin^2 \beta_x x_0 \sin^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2. \quad (4.99)$$

Угловая зависимость коэффициента связи определяет зависимость коэффициента прохождения от ориентации резонатора в волноводе (рис. 95).

Резонансная передача энергии в системе существенно зависит от симметрии расположения резонатора в отверстии связи (рис. 96). Исследование экранирующего влияния металлической стен-

ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ СВЧ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

ки диафрагмы на резонансную частоту показывает, что при симметричном расположении резонатора относительно тонкой стенки диафрагмы изменение резонансной частоты энергии, вызванное влиянием размеров отверстия связи, несущественно ($\sim 0,1\%$) при вариации размеров отверстия в значительных пределах, в том числе и при размерах отверстия связи, близ-

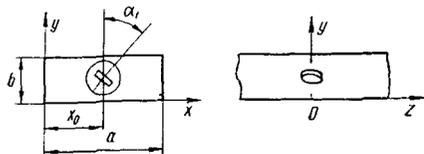


Рис. 94. Диэлектрический резонатор, включенный как элемент связи двух прямоугольных волноводов.

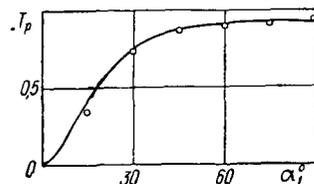


Рис. 95. Зависимость коэффициента прохождения при резонансе от ориентации плоского диэлектрического резонатора в отверстии связи при $a=23$ мм, $b=10$ мм, $f=9,2$ Гц, $D=3,8$ мм, $L=1,4$ мм.

ких к размерам диэлектрического резонатора. Это объясняется слабым влиянием металлической диафрагмы на распределение поля основного вида колебаний плоского диэлектрического резонатора аналогично тому, как это имеет место, например, в случае подавления высших видов колебаний в диэлектрических резонаторах методом тонких проводов [37].

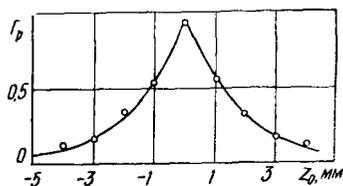


Рис. 96. Зависимость коэффициента прохождения при резонансе от перемещения диэлектрического резонатора относительно плоскости металлической перегородки в прямоугольном волноводе при $a=23$ мм, $b=10$ мм, $D=3,8$ мм, $L=1,4$ мм.

Используя приведенную методику расчета, нетрудно рассчитать связь диэлектрического резонатора с различными линиями передачи СВЧ подобно тому, как это сделано выше применительно к ферритовым резонаторам.

5. 1. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ В ТЕХНИКЕ СВЧ

На основе твердотельных резонаторов можно построить большинство СВЧ-устройств, которые обычно создаются с использованием полых металлических резонаторов, например, таких устройств, как частотные фильтры и дискриминаторы. Наряду с этим использование твердотельных резонаторов открывает новые возможности при решении таких задач техники СВЧ, которые ранее принципиально или практически были неразрешимы с помощью полых резонаторов.

Применение твердотельных резонаторов, имеющих исключительно малые размеры, позволяет внести существенный вклад в решение проблемы миниатюризации устройств СВЧ. В сравнении с устройствами на основе объемных резонаторов особенно заметен выигрыш в уменьшении габаритов устройств в случае использования диэлектрических резонаторов. При использовании ферритовых резонаторов, несмотря на их исключительно малые размеры, не всегда удается получить выигрыш в уменьшении габаритов устройства, которые, как правило, определяются не размерами ферритового резонатора, а размерами магнитной системы, создающей поле подмагничивания, необходимое для работы резонатора. Причем, если с увеличением частоты размеры объемных металлических и диэлектрических резонаторов уменьшаются и соответственно уменьшаются габариты устройства на их основе, то для работы ферритовых резонаторов на более высоких частотах требуется более сильное магнитное поле, что приводит к увеличению размеров и веса магнитной системы и к увеличению габаритов устройства в целом. Однако при необходимости электрической перестройки резонансной частоты в больших пределах ферритовые резонаторы оказываются вне конкуренции. Широкие возможности открывает также использование нелинейных свойств ферритовых резонаторов. Использование их позволяет создавать устройства, одновременно выполняющие функции фильтра и вентиля, фильтра и циркулятора и другие устройства с комбинированными функциями. Имеется ряд устройств, которые могут быть созданы только на основе ферритовых резонаторов. В первую очередь это относится к устройствам, использующим нелинейные свойства ферритовых резонаторов.

Сравнительная оценка ферритовых и диэлектрических резонаторов показывает, что в устройствах, работающих на фиксированных частотах, предпочтительнее использовать диэлектрические резонаторы. В этом случае габариты устройства будут минимальными. Применение диэлектрических резонаторов особенно эффективно для создания резонансных цепей СВЧ интегральных

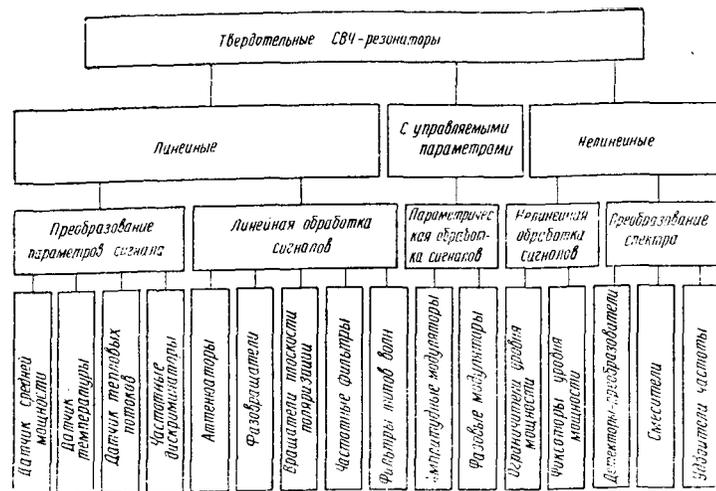


Рис. 97. Классификация возможных применений твердотельных резонаторов в технике СВЧ.

схем. При предъявлении жестких требований к температурной стабильности параметров резонатора преимущества могут оказаться на стороне металлических резонаторов, по крайней мере при современном состоянии технологии производства диэлектриков.

Если условия работы устройства требуют быстрой электрической перестройки частоты, то предпочтительнее использовать ферритовые резонаторы. Проблема выбора вообще отпадает, если требуются резонаторы с невзаимными или нелинейными свойствами, так как из сравниваемых резонаторов этими свойствами обладают только ферритовые, хотя в будущем могут применяться нелинейные диэлектрические резонаторы и невзаимные полупроводниковые намагнитченные резонаторы.

На рис. 97 представлена схема классификации твердотельных резонаторов по режимам работы и по выполняемым функциям; перечислены также устройства, в которых резонаторы выполняют те или иные функции. Заметим, что перечень этот нельзя считать полным; со временем он постоянно увеличивается.

В большинстве устройств используются диэлектрические и ферритовые (как взаимные, так и невзаимные) резонаторы в линейном режиме работы. К классу линейных отнесены также

резонаторы, параметры которых во время работы можно регулировать. В первую очередь сюда относятся ферритовые резонаторы, у которых резонансная частота определяется напряженностью поля подмагничивания.

Одна из основных функций линейных резонаторов — линейная обработка сигналов, которую выполняют различные фильтры, а также устройства для регулирования амплитуды, фазы и плоскости поляризации волны в линии передачи. Линейные резонаторы также применяются в устройствах для преобразования параметров СВЧ-сигнала в величины, удобные для измерения. В частности, повышение температуры резонатора из-за нагрева поглощенной мощностью используют для измерения среднего значения мощности сигнала, хотя в большинстве случаев нагрев резонаторов поглощенной мощностью является нежелательным.

Параметрическая обработка сигналов выполняется резонаторами с управляемыми параметрами. Реализуется эта функция в устройствах, осуществляющих изменение во времени (модуляцию) амплитуды или фазы сигнала, вращение плоскости поляризации волны.

Резонаторы, параметры которых зависят от амплитуды СВЧ-сигнала (нелинейные резонаторы) выполняют функции нелинейной обработки сигнала и преобразования спектра. Практическое применение находят нелинейные ферритовые резонаторы. Безынерционные нелинейные явления в ферритовом резонаторе могут быть отнесены к двум различным группам: первая группа явлений, связанных с нелинейностью уравнения движения вектора намагнитченности, принципиально существует при любых амплитудах магнитного поля СВЧ; однако заметное значение они имеют только при достаточно больших амплитудах поля. Эта группа нелинейных явлений характеризуется изменением магнитной восприимчивости ферритового резонатора вдоль направления поля подмагничивания (продольной восприимчивости) под воздействием поперечного поля СВЧ. Использование этих нелинейных явлений позволяет создать детекторы, смесители, удвоители частоты и другие устройства [122—125].

Вторая группа безынерционных нелинейных эффектов характеризуется зависимостью магнитной восприимчивости от амплитуды СВЧ магнитного поля при запороговых уровнях мощности. При этом резонаторы выполняют функцию нелинейной обработки сигналов и используются для создания ограничителей мощности и датчиков фиксированного уровня мощности (фиксаторов уровня мощности СВЧ).

В данной главе кратко рассмотрены принципы построения некоторых СВЧ функциональных элементов и устройств на основе твердотельных резонаторов.

Применение твердотельных резонаторов в технике измерений и контроля представляет интерес в связи с задачами частотно-избирательного измерения параметров сигналов СВЧ. Особый интерес представляет частотно-избирательное измерение мощности, т. е. измерение мощности одного или каждого из нескольких различающихся по частоте сигналов, поступающих на вход измерительного устройства одновременно. Проблема приобретает все большее значение в связи с необходимостью измерения мощности побочных излучений генераторов СВЧ [126].

Определенным вкладом в решение задачи частотно-избирательного измерения мощности СВЧ явилось создание измерителей на основе перестраиваемых ферритовых резонаторов. В частности, были предложены измерители, определяющие среднее значение мощности СВЧ-сигнала по приращению температуры ферритового резонатора, настроенного в резонанс с частотой измеряемого сигнала и нагреваемого поглощенной мощностью [127—130]. Примерами практических конструкций частотно-избирательных датчиков среднего значения мощности СВЧ могут быть измерительная волноводная головка [130, 131] и коаксиальная головка [132], преимуществами которой являются широкполосность и компактность.

Измерительная коаксиальная головка

Основным элементом коаксиальной измерительной головки (рис. 98) является отрезок коаксиальной линии 1, в котором расположена диэлектрическая пластина 3. Сферический ферритовый резонатор 2 расположен в области круговой (или почти круговой) поляризации СВЧ магнитного поля. Резонатор закреплен на полистироловом держателе 9, который введен внутрь отрезка коаксиальной линии через отверстие во внешнем проводнике 10 коаксиальной линии. Поле подмагничивания создается магнитной системой 8.

Ферритовый резонатор расположен в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля, что целесообразно по двум причинам: во-первых, с целью устранения резонансного отражения энергии от ферритового резонатора и, во-вторых, для обеспечения возможности полного поглощения мощности СВЧ ферритовым резонатором при связи, равной критической ($K=1$).

На выходе отрезка коаксиала с ферритовым резонатором может быть включен согласованный развязывающий аттенуатор 7 (например, в виде коаксиальной линии с размещенной в ней поглощающей пластиной 4). Аттенуатор предназначен для уменьшения отражений от оконечного индикатора, в качестве которого в простейшем случае может быть использована детекторная камера с индикатором тока детектора. Гораздо более

совершенным оконечным индикатором является резонансный волномер или приемник (желательно панорамный волномер или приемник), который настраивают на частоту измеряемого сигнала, и при этом другие сигналы не оказывают влияния на показания индикатора.

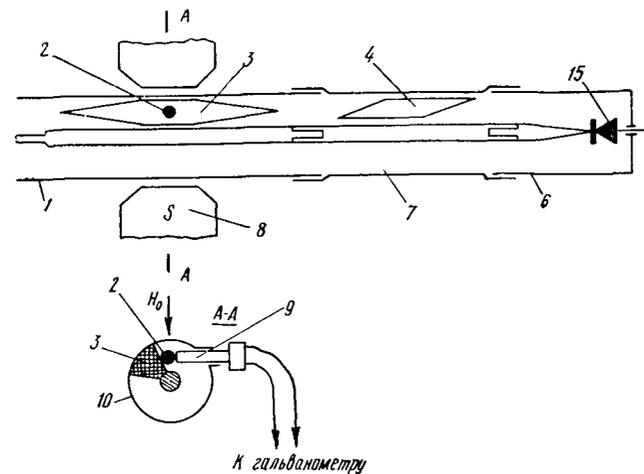


Рис. 98. Схематическое изображение измерительной коаксиальной головки.

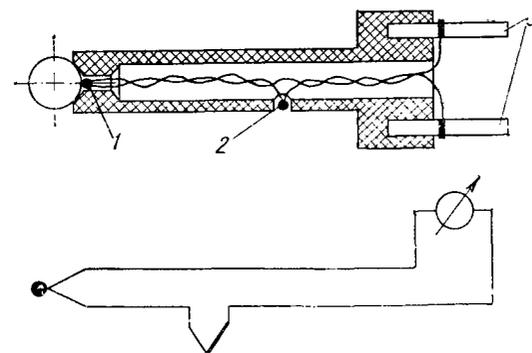


Рис. 99. Система термоминдикации измерительной головки с ферритовым резонатором.

Мерой мощности, поглощенной ферритовым резонатором, является приращение температуры резонатора, измеренное при помощи термпар. Конструкция держателя с вмонтированными в него термопарами показана на рис. 99. Система термоминдикации включает две термопары, одна из которых 1 находится в тепловом контакте с резонатором и является рабочей, а вторая 2 — опорной (термокомпенсирующей). Выводы термпар припаиваются к контактам, укрепленным на держателе.

Расчет параметров коаксиальной головки сводится к определению параметров диэлектрической пластины и ферритового резонатора, при которых коэффициент связи резонатора с частично заполненной коаксиальной линией (табл. 6) близок к единице на средней частоте рабочего диапазона головки. Необходимо также выполнить расчет согласования частично заполненной коаксиальной линии с незаполненной [133].

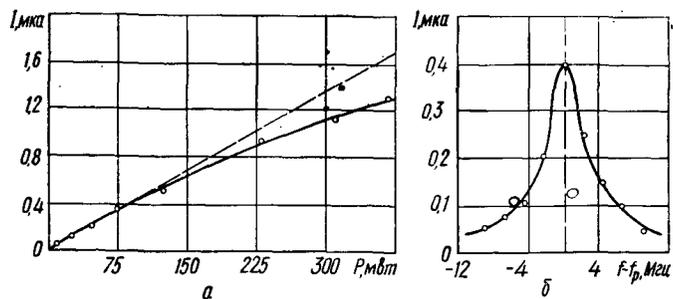


Рис. 100. Зависимость величины тока выходного прибора от уровня падающей мощности при резонансе (а) и от расстройки ферритового резонатора в области резонанса (б).

Типичные характеристики головки при использовании резонатора на основе Са—Vi—V-феррита показаны на рис. 100. Зависимость тока термопар от уровня падающей мощности (рис. 100, а) отличается от линейной при мощностях больше 100 мвт, что свидетельствует о переходе резонатора в нелинейный режим работы из-за параметрического возбуждения спиновых волн. Зависимость тока термопар от расстройки вблизи частоты ферромагнитного резонанса (рис. 100, б) в сущности представляет собой резонансную кривую ферритового резонатора, определяющую избирательные свойства головки.

Волноводная измерительная головка

Между мощностью сигнала P , в резонанс с частотой которого настроен ферритовый резонатор, и мощностью P_T , поглощаемой резонатором, имеет место соотношение $P = P_T / \kappa_p$, где κ_p — коэффициент поглощения резонатора при резонансе. Таким образом, динамический диапазон измеряемых уровней мощности определяется диапазоном, в пределах которого может изменяться мощность, поглощаемая ферритовым резонатором, и диапазоном изменения коэффициента поглощения. Диапазон, в пределах которого может изменяться поглощаемая мощность, ограничен сверху пороговым уровнем мощности, выше которого параметры ферритового резонатора изменяются с увеличением мощности из-за появления нелинейных эффектов или чрезмерного нагрева.

Диапазон изменения коэффициента поглощения в принципе не ограничен.

Конструкция описанной коаксиальной головки не позволяет изменять коэффициент поглощения, поэтому динамический диапазон головки небольшой, что, безусловно, является ее недостатком. От этого недостатка свободна волноводная измерительная головка [134, 135], конструкция которой позволяет в широких пределах изменять коэффициент поглощения ферритового резонатора.

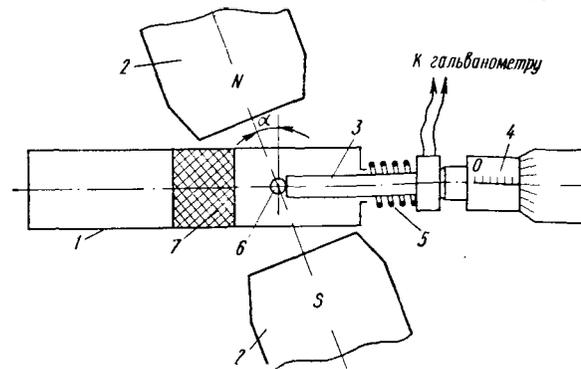


Рис. 101. Схематическое изображение измерительной волноводной головки.

Основой измерительной головки (рис. 101) является отрезок прямоугольного заниженного волновода 1 с расположенной вдоль него диэлектрической пластиной 7, высота которой равна высоте волновода. Ферритовый резонатор 6 укреплен на полистироловом держателе 3, который может перемещаться в поперечном сечении волновода, приближая резонатор к диэлектрической пластине или удаляя его от нее. Для перемещения резонатора применена микрометрическая подача 4. Держатель прижат к толкателю микрометрической подачи пружиной 5. Для измерения температуры ферритового резонатора применена та же система, что и в случае коаксиальной головки.

Ширина и проницаемость диэлектрической пластины выбраны так, что линия передачи по сути представляет собой H-образный металлодиэлектрический волновод. В области между пластиной и узкой стенкой волновода амплитуды поперечной h_x и продольной h_z составляющих поля примерно равны и убывают по экспоненте по мере удаления от пластины. Для того чтобы сравнить составляющие h_x и h_z СВЧ магнитного поля, взаимодействующего с ферритовым резонатором, постоянное магнитное поле приложено не перпендикулярно к широким стенкам, а под некоторым углом α к перпендикуляру с тем, чтобы выполнялось условие $h_x \cos \alpha = h_z$. При этом в силу невзаимных свойств резонатор взаимодействует только с волной одного направления распространения. Таким образом, описываемая головка может разделять

но измерять мощность, переносимую падающей и отраженной волнами.

Изменяя расстояние между резонатором и диэлектрической пластиной, можно в значительных пределах изменять коэффициент поглощения (формулы табл. 2 и 6). Положение резонатора по отношению к диэлектрической пластине точно определяется по шкале микрометрической подачи, и при соответствующей калибровке может быть определен коэффициент поглощения. Так, например, для одного экземпляра измерительной головки было получено

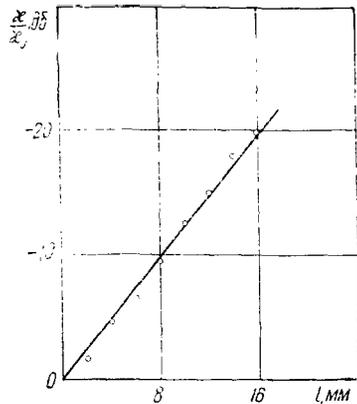


Рис. 102. Зависимость коэффициента поглощения от расстояния между ферритовым резонатором и диэлектрической пластиной; α_0 — коэффициент поглощения при расположении резонатора на границе воздух — диэлектрик.

(рис. 102), что при удалении резонатора от начального положения на каждые 10 мм коэффициент поглощения изменяется примерно на 12 дБ и при этом соответственно увеличивается динамический диапазон.

Датчик фиксированного уровня пиковой мощности

Использование нелинейных свойств ферритового резонатора позволяет создать датчик фиксированного уровня пиковой мощности импульсного сигнала СВЧ (короче — фиксатор уровня мощности). В качестве такого датчика можно использовать четырехполюсник с нелинейным ферритовым резонатором, коэффициент прохождения которого равен нулю при некотором уровне мощности P_0 и отличен от нуля при любом другом уровне мощности. Таким свойством (рис. 88) обладает отрезок линии передачи, содержащий нелинейный ферритовый резонатор, расположенный в области, где СВЧ магнитное поле имеет круговую (либо эллиптическую) поляризацию, причем коэффициент связи резонатора с линией передачи в линейном режиме больше критического значения.

Датчик фиксированного уровня мощности может быть выполнен, например, в виде волноводной секции, полностью заполненной диэлектриком (рис. 103). В средней части секции 2 имеется прямоугольный канал, в который вставлен диэлектрический вкладыш 1. В канале, представляющем собой регулярный заполнен-

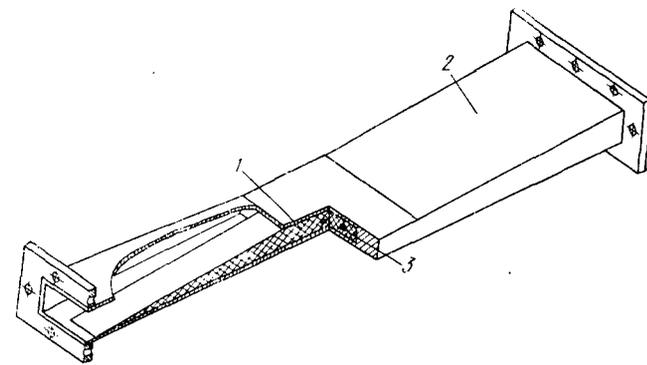


Рис. 103. Волноводная головка фиксатора уровня пиковой мощности.

ный волновод, на расстоянии $a/4$ от узкой стенки расположен ферритовый резонатор. Для согласования заполненного волновода с незаполненным концы диэлектрического вкладыша выполнены в виде клиньев.

5. 3. ЧАСТОТНЫЕ ДИСКРИМИНАТОРЫ С МАГНИТНОЙ НАСТРОЙКОЙ

Простейший дискриминатор на основе ферритового резонатора содержит четырехполюсник с ферритовым резонатором и детекторную головку (рис. 104). К резонатору приложено магнит-

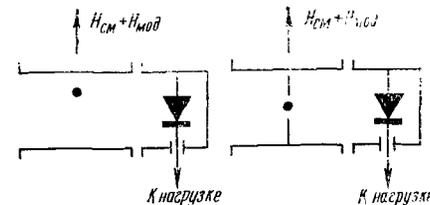


Рис. 104. Волноводные головки частотных дискриминаторов на основе ферритового резонатора.

ное поле, состоящее из постоянного магнитного поля смещения и переменного магнитного поля модуляции (рис. 105). Выходное напряжение дискриминатора, частота которого равна частоте модуляции, а фаза определяется знаком расстройки относительно частоты сигнала (рис. 106), можно получить в схеме, показанной на рис. 107. Применение такого дискриминатора для подстройки частоты генераторов СВЧ позволяет исключить принципиально необходимую небольшую частотную модуляцию стабилизируемого генератора в системах АПЧ с объемным резонатором [136].

Дискриминатор может быть также использован для автоматической подстройки магнитного поля. В этом случае выходное

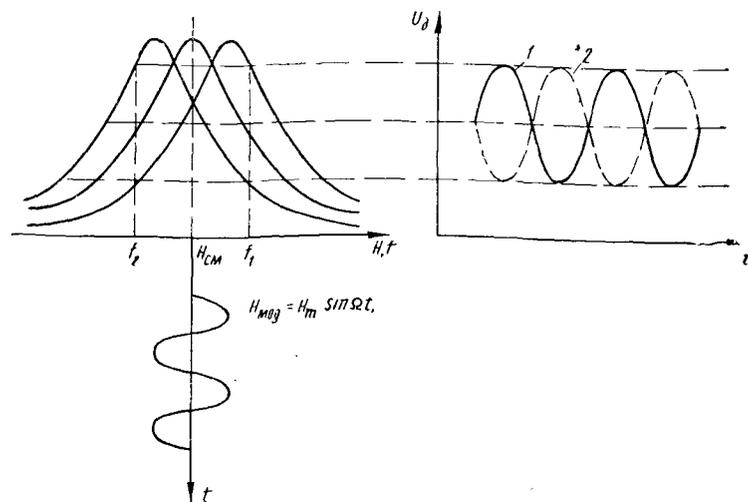


Рис. 105. Выходное напряжение дискриминатора для случаев, когда частота сигнала $2\pi f_1 > \mu_0 \gamma H_{CM}$ (кривая 1) и $2\pi f_2 < \mu_0 \gamma H_{CM}$ (кривая 2).

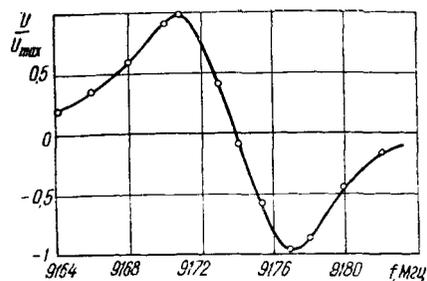


Рис. 106. Характеристика дискриминатора на основе ферритового резонатора.



Рис. 107. Блок-схема датчика-преобразователя частоты СВЧ-сигнала в напряжение.

напряжение дискриминатора подается на управляющую катушку, величина тока которой регулирует постоянное магнитное поле смещения. Управляющий ток равен нулю при соответствии поля смещения частоте резонанса при данной частоте СВЧ-сигнала.

Отметим также, что замена объемного резонатора на ферритовый или диэлектрический в известных конструкциях частотных дискриминаторов [136] позволяет создать еще ряд схем частотных и фазовых дискриминаторов на основе твердотельных резонаторов в том числе и в интегральном исполнении [137].

5. 4. РЕЗОНАНСНЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

Создание резонансного фазовращателя основано на использовании фазо-частотных характеристик линии передачи с твердотельным резонатором. Возможно создание фазовращателей отражающего и проходного типа [68].

Фазовращатель отражающего типа представляет собой отрезок короткозамкнутой линии передачи с твердотельным резонатором. При сильной связи резонатора с линией передачи фазовый угол коэффициента отражения изменяется в пределах 360° при расстройке резонатора в области резонанса. При использовании ферритового резонатора регулирование фазового угла достигается изменением поля подмагничивания, а при использовании диэлектрического резонатора — изменением расстояния между отдельными резонаторами.

Фазовращатель проходного типа может быть создан на основе отрезка согласованной линии передачи с ферритовым [138] или составным феррито-диэлектрическим резонатором [46]. Конструкция такого фазовращателя в принципе не отличается от конструкции секции датчика фиксированного уровня мощности (см., например, рис. 103). Изменение фазового угла в пределах 360° достигается выбором сильной невязимной связи ферритового резонатора с линией передачи. Электромагнитная волна, прошедшая в направлении к нагрузке, испытывает фазовый сдвиг 180° на частоте, равной резонансной. Волна, отраженная от нагрузки, фазового сдвига не испытывает. Таким образом, на резонансной частоте устройство представляет собой гириатор. Можно получить небольшие вносимые потери (< 1 дБ) такого гириатора, используя, например, невязимную связь ферритового резонатора с Н-образным металлодиэлектрическим волноводом.

5. 5. УСТРОЙСТВО ДЛЯ РЕЗОНАНСНОГО ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ВОЛНОВОДЕ

Невязимный поворот плоскости поляризации волны в круглом волноводе достигается при расположении ферритового резонатора в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля пада-

ющей волны и волны с перпендикулярной к падающей плоскостью поляризации. При этом ферритовый резонатор располагается вдоль радиуса под углом $\alpha_0 = 45^\circ$, а поле подмагничивания приложено под углом $\alpha_1 = -45^\circ$ (рис. 48). При сильной связи резонатора с волноводом вносимые потери малы и угол поворота плоскости поляризации близок к 90° (рис. 49).

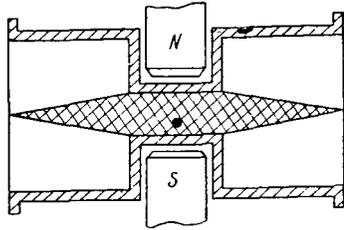


Рис. 108. Устройство для резонансного поворота плоскости поляризации в круглом волноводе с ферритовым резонатором.

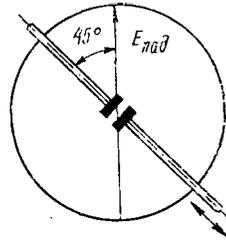


Рис. 109. Расположение диэлектрических резонаторов в круглом волноводе.

Вращатель плоскости поляризации на основе круглого волновода с воздушным заполнением имеет тот недостаток, что габариты его магнитной системы (зазор которой должен быть больше диаметра круглого волновода) оказываются достаточно большими. Диаметр круглого волновода и, соответственно, зазор и габариты магнитной системы можно уменьшить, заполняя волновод диэлектриком с большой проницаемостью [139]; при этом диаметр волновода и зазор магнитной системы уменьшаются примерно в $\sqrt{\epsilon}$ раз. К тому же связь ферритового резонатора с заполненным волноводом примерно в $\epsilon/\sqrt{\epsilon}$ раз больше, чем с соответствующим незаполненным волноводом. Коэффициент связи для волновода, заполненного диэлектриком с проницаемостью ϵ , вычисляется по формуле

$$K = \frac{67,2v_{\phi} \chi_p'' \epsilon}{D_{вд}^2 \lambda_{вд}} \left(\frac{\lambda_{вд}}{\lambda_{кр}} \right)^2 I_1^2(\beta_r r_0), \quad (5.1)$$

где $D_{вд}$, $\lambda_{вд}$ — соответственно диаметр круглого волновода и длина волны в волноводе, заполненном диэлектриком.

Для возбуждения заполненного диэлектриком волновода и согласования его с незаполненным волноводом можно использовать согласующие конусы (рис. 108).

При использовании диэлектрических резонаторов устройство для резонансного поворота плоскости поляризации содержит отрезок круглого волновода (рис. 109) с двойным диэлектрическим резонатором, который ориентирован под углом 45° к электрическому вектору падающей волны типа H_{11} . При изменении рас-

стояния между отдельными резонаторами, вследствие изменения резонансной частоты, плоскость поляризации проходящей электромагнитной волны плавно поворачивается. При использовании короткозамкнутого волновода угол поворота плоскости поляризации отраженной волны близок к 90° при сильной связи резонатора с волноводом.

5. 6. ФИЛЬТРЫ СВЧ НА ОСНОВЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Основным применением твердотельных резонаторов является использование их в малогабаритных фильтрах различных конструкций. На основе диэлектрических резонаторов обычно создаются миниатюрные полосно-заграждающие и полосно-пропускающие фильтры в том числе и в интегральном исполнении.

Принцип построения полосно-заграждающих фильтров (ПЗФ) основан на использовании связи диэлектрического резонатора с согласованной линией передачи [31, 140]. При сильной связи прохождение электромагнитной энергии уменьшается за счет отражения энергии ко входу устройства. Вносимое затухание при использовании одиночного резонатора определяется соотношением

$$L = 10 \lg \frac{[(1+K)^2 + \xi^2]^2}{(1+K+\xi^2)^2 + (K\xi)^2} \quad (5.2)$$

Полоса режекции на уровне 3 дБ равна

$$2\Delta f_{\phi} = 2\Delta f_0(1+K), \quad (5.3)$$

где $2\Delta f_0$ — полоса пропускания ненагруженного резонатора; K — общий коэффициент связи; ξ — обобщенная расстройка.

Необходимая в ряде случаев избирательность и степень заграждения достигается при каскадном включении нескольких диэлектрических резонаторов. В некоторых конструкциях используется связь отдельных резонаторов с линией передачи по различным составляющим магнитного поля [49]. Расчет характеристик подобных фильтров может быть выполнен при помощи соотношений, приведенных в предыдущих главах.

При построении полосно-пропускающих фильтров (ППФ) может быть использована резонансная связь двух линий передачи при помощи диэлектрических резонаторов. Входной и выходной линиями передачи могут быть волноводы, полосковые или коаксиальные линии передачи [33, 141]. Связь с резонаторами может быть также осуществлена посредством витков [142].

Полосно-пропускающий фильтр, использующий резонансное вращение плоскости поляризации (рис. 110), содержит обычно переход 1 с прямоугольного волновода на круглый (квадратный) волновод, поляризационный тройник 4, отрезок короткозамкнутого волновода 2, внутри которого расположен диэлектри-

ческий резонатор 3 (одиночный либо двойной). Прямоугольный волновод поляризационного тройника ориентирован так, что плоскость его поперечного сечения перпендикулярна электрическому вектору волны, поступающей на вход перехода 1. При этом вдали от резонанса прямоугольные волноводы перехода 1 и тройника 4 развязаны. При резонансе диэлектрический резонатор поворачивает плоскость поляризации волны и электромагнитная энергия

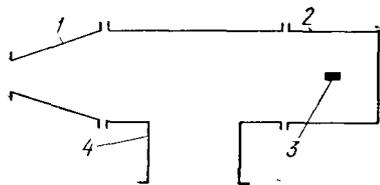


Рис. 110. Полосно-пропускающий фильтр, в котором используется резонансное вращение плоскости поляризации в круглом волноводе с диэлектрическим резонатором: 1 — переход с прямоугольного на круглый волновод; 2 — отрезок короткозамкнутого круглого волновода; 3 — диэлектрический резонатор; 4 — поляризационный тройник.

отводится через поляризационный тройник. ППФ с несколькими полосами пропускания может быть построен с несколькими диэлектрическими резонаторами в волноводе. При этом каждый из них поворачивает плоскость поляризации электромагнитных волн с частотой, соответствующей своей полосе пропускания. Для расширения полосы пропускания фильтра можно использовать два резонатора с близкими резонансными частотами.

В большинстве практических случаев однорезонаторные фильтры имеют недостаточную избирательность и затухание вне полосы пропускания, поэтому широко применяются многорезонаторные ППФ. В них обычно используется взаимная связь между отдельными резонаторами. В ряде случаев связь осуществляется через отрезок запердельного волновода, а крайние резонаторы связаны с входной и выходной линиями передачи (рис. 111). Для расчета подобных многорезонаторных фильтров с диэлектрическими резонаторами можно использовать результаты теории синтеза СВЧ-фильтров на основе полых резонаторов [143]. При этом необходимо иметь расчетные соотношения для коэффициентов связи крайних резонаторов с волноводами и соотношение для коэффициента взаимной связи между диэлектрическими резонаторами.

Связь резонатора с входной или выходной линиями передачи зависит от амплитуды СВЧ магнитного поля в месте расположения резонатора. Наличие отрезка запердельного волновода приводит к уменьшению амплитуды СВЧ магнитного поля входного

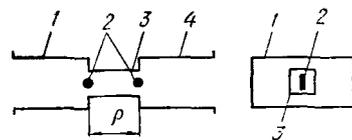


Рис. 111. Двухрезонаторный полосно-пропускающий фильтр с диэлектрическими резонаторами:

1 — входной прямоугольный волновод; 2 — диэлектрические резонаторы; 3 — отрезок запердельного прямоугольного волновода; 4 — выходной прямоугольный волновод.

(выходного) волновода в месте расположения диэлектрического резонатора вблизи входа запердельного волновода. Проведенные экспериментальные исследования [42] показали, что в конструкциях фильтров (рис. 111) при частном расположении резонатора в центре входного отверстия отрезка запердельного волновода при размерах волнопроводов, применяемых обычно для построения полосно-пропускающих фильтров для расчета связи диэлектрического резонатора с входным (выходным) прямоугольным волноводом, в первом приближении можно использовать соотношения (4.98), (4.99) для $K_1(K_2)$.

Расчет взаимной связи между отдельными резонаторами, расположенными в отрезке круглого запердельного волновода при связи резонатора с волноводом по поперечной составляющей поля, приводит к соотношению для обобщенного коэффициента связи с учетом только волны типа H_{11}

$$K_c = \frac{2,31D^4 L \epsilon Q_0}{\lambda^2 R^2} e^{-\frac{1,84}{R} Q_0}, \quad (5.4)$$

где ρ — расстояние между центрами одинаковых диэлектрических резонаторов; R — радиус отрезка запердельного волновода. С учетом изложенного рассчитаем в качестве примера двухрезонаторный полосно-пропускающий фильтр на основе диэлектрических резонаторов.

Пример. Рассчитать двухрезонаторный волноводный фильтр с параметрами: резонансная частота 9,2 Гц, полоса пропускания $2\Delta f_{\phi} = 46$ Мц, форма характеристики — чебышевская с неравномерностью 0,5 дб, материал резонаторов — рутил, собственная добротность 900.

Порядок расчета:

1. Резонансную частоту 9,2 Гц имеет дисковый рутиловый резонатор с размерами $D = 3,8$ мм, $L = 1,4$ мм.

2. При заданном уровне пульсаций элементы фильтра прототипа равны $g_0 = 1$, $g_1 = 1,40$, $g_2 = 0,71$, $g_3 = 1,98$ [143].

3. Требуемые коэффициенты связи резонаторов с волноводами равны

$$K_A = \frac{Q_0 v}{g_0 g_1}, K_B = \frac{Q_0 v}{g_n g_{n+1}}, \quad (5.5)$$

$$K_A = K_B = 3,2,$$

где $v = 5 \cdot 10^{-3}$ — относительная полоса пропускания фильтра. При расположении резонаторов на входе отрезка запердельного волновода такие коэффициенты связи могут быть реализованы при использовании входного и выходного волнопроводов сечением 23×10 мм и расположении цилиндрического диэлектрического резонатора под углом $\alpha_1 = 48^\circ$ к поперечной составляющей СВЧ магнитного поля прямоугольного волновода.

4. Требуемый коэффициент взаимной связи между резонаторами

$$K_c = \frac{Q_0 v}{\sqrt{g_i g_{i+1}}} \quad (5.6)$$

При использовании отрезка круглого запердельного волновода диаметром 6 мм этот коэффициент связи $K_c = 4,5$ получается

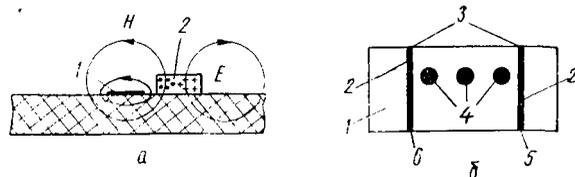


Рис. 112. Фильтр на основе полосковой линии с диэлектрическими резонаторами:

a — связь диэлектрического резонатора с несимметричной полосковой линией передачи: 1 — центральный проводник линии передачи; 2 — диэлектрический резонатор; *b* — трехрезонаторный полосно-пропускающий фильтр: 1 — подложка несимметричной полосковой линии; 2 — центральные проводники; 3 — короткозамкнутые плечи; 4 — диэлектрические резонаторы; 5, 6 — вход и выход фильтра.

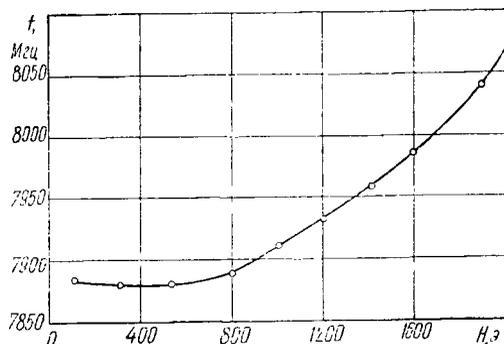


Рис. 113. Зависимость резонансной частоты составного феррито-диэлектрического резонатора от напряженности поля подмагничивания.

при расстоянии между центрами диэлектрических резонаторов (длине отрезка запердельного волновода) порядка 9,7 мм.

Ценным свойством диэлектрических резонаторов является возможность применения их в качестве резонансных элементов в СВЧ интегральных схемах. Этому способствует простота связи диэлектрического резонатора с микрополосковой линией передачи (рис. 112, *a*). Возможный вариант многорезонаторного фильтра [144] на основе диэлектрических резонаторов, связанных с микрополосковыми линиями передачи, показан на рис. 112, *b*.

Механическая перестройка фильтров и других устройств на

основе диэлектрических резонаторов возможна при использовании двойных диэлектрических резонаторов. Удаление двух рядом расположенных резонаторов приводит к росту резонансной частоты фильтра (рис. 26). Этим способом можно перестроить резонансную частоту в полосе порядка 20%.

Магнитная перестройка становится возможной при расположении вблизи диэлектрического резонатора (или внутри него) образца из ферромагнитного материала, например, ферритового резонатора [94]. Ферритовый образец в форме диска прикреплен непосредственно к диэлектрическому диску резонатора. Образец в форме сферы или стержня помещается внутри диэлектрического диска. Перестройка осуществляется изменением внешнего поля подмагничивания (рис. 113). Механизм перестройки основан на использовании связи между резонансными колебаниями диэлектрического резонатора и ферромагнитного образца. Обычно используется область слабых полей подмагничивания вдали от частоты ферромагнитного резонанса.

5. 7. ФЕРРИТОВЫЕ СВЧ-ФИЛЬТРЫ

Отличительной особенностью ПЗФ и ППФ на основе ферритовых резонаторов является возможность электрической перестройки резонансной частоты. Основные принципы конструктивного выполнения перестраиваемых фильтров на основе ферритовых резонаторов заключаются в следующем:

1. Для обеспечения максимальной связи ферритового резонатора с линией передачи и небольших вносимых потерь резонатор должен располагаться в области максимального СВЧ магнитного поля соответствующей ориентации.

2. Для обеспечения большой полосы перестройки величина СВЧ магнитного поля не должна сильно изменяться с частотой.

3. Для создания фильтров, обладающих невзаимными свойствами, СВЧ магнитное поле должно быть поляризовано эллиптически (оптимальным является расположение резонатора в области круговой поляризации поля).

4. При построении ППФ важно обеспечить большую развязку входной и выходной линии передачи вне резонанса.

5. Для уменьшения размера, веса и потребляемой мощности магнитной системы устройство должно быть выполнено таким образом, чтобы воздушный зазор системы, где расположен резонатор, был по возможности меньшим. Принцип построения взаимных ПЗФ основан на использовании сильной взаимной связи ферритового резонатора с линией передачи. Резонатор расположен в области, где СВЧ магнитное поле имеет линейную поляризацию. При сильной связи почти вся мощность падающей волны в полосе заграждения отражается ко входу устройства. Этот вид заграждающих фильтров удобно выполнять на основе линий передачи с волной типа ТЕМ, в частности, на основе поло-

сковых линий. Для существенного увеличения затухания фильтра в полосе заграждения целесообразно использовать каскадное включение нескольких ферритовых резонаторов на расстоянии порядка $\lambda_w/4$ один от другого [145—147]. Особенностью взаимных заграждающих фильтров является расширение полосы заграждения с увеличением затухания (5.2), (5.3).

Для создания невзаимных заграждающих фильтров ферритовый резонатор должен быть расположен в области эллиптической (желательно круговой) поляризации СВЧ магнитного поля. Вносимое затухание при этом определяется формулой

$$L = 10 \lg \frac{[(1 + K_1 + K_2)^2 + \xi^2]^2}{[(1 + K_1)^2 - K_2^2 + \xi^2]^2 + (2K_2\xi)^2}. \quad (5.7)$$

Полоса режекции на уровне 3 дБ равна

$$2\Delta f_\phi = 2\Delta f_0(1 + K_1 + K_2). \quad (5.8)$$

При связи резонатора с линией передачи, равной $1 + K_1 = K_2$, и выполнении условия $K_1 \ll K_2$ почти вся мощность падающей волны поглощается резонатором.

Обращает на себя внимание то, что при $\xi = 0$ и $1 + K_1 = K_2$ вносимое затухание, вычисленное по формуле (5.7), равно бесконечности. Это является следствием допущений, принятых при выводе формулы, и в первую очередь неучета конечных размеров ферритового резонатора. Практически при линейных размерах резонатора порядка 1 мм удается получить затухание порядка 50 дБ. При этом узкая полоса режекции обусловлена выбором небольшой связи резонатора с линией передачи. При $K_1 = 0$ и $K_2 = 1$ полоса фильтра только в два раза шире полосы ненагруженного ферритового резонатора (5.8).

Возможный вариант конструктивного выполнения невзаимного ПЗФ на основе полосковой линии передачи [148] и типичная характеристика фильтра показаны на рис. 114. Из-за изменения положения области круговой поляризации СВЧ магнитного поля в диапазоне частот, а также из-за изменения степени связи резонатора с линией передачи в ПЗФ наблюдается изменение затухания в точке резонанса при перестройке фильтра в диапазоне частот.

Принцип построения полосно-пропускающих фильтров основан на использовании связи двух линий передачи при помощи ферритовых резонаторов [149—152]. Простейшей конструкцией однорезонаторного ППФ на основе ферритового резонатора является конструкция (рис. 115), в которой использовано включение резонатора как элемента связи двух волноводов. Характеристики этого фильтра при использовании прямоугольных волноводов сечением 23×10 мм и ферритового резонатора с параметрами $v_\phi = 6$ мм³, $\chi''_r = 4050$: потери на резонансной частоте порядка 1 дБ, потери вдали от резонанса (развязка) около 20 дБ. Полоса про-

пускания 17 МГц. С ростом частоты полоса несколько увеличивается.

Особенностью однорезонаторного ППФ на основе ферритового резонатора является наличие дополнительных полос пропускания, обусловленных возбуждением магнитостатических видов колебаний [149]. Связь волноводов по магнитостатическим ви-

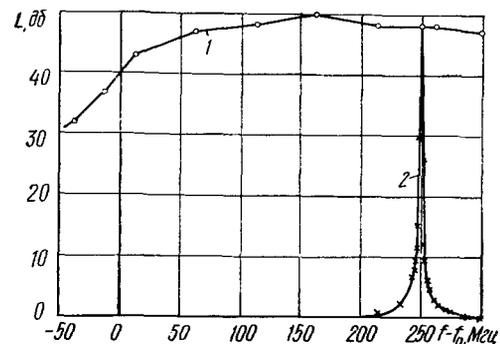
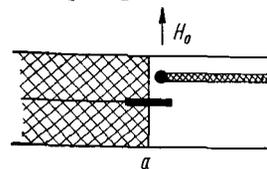


Рис. 114. Невзаимный полосно-заграждающий фильтр (а) и его характеристики (б): 1 — частотная зависимость затухания в точке резонанса; 2 — зависимость затухания от расстройки резонатора в области резонанса.

дам колебаний обусловлена неоднородностью распределения СВЧ магнитного поля по объему резонатора. Так, при настройке фильтра с указанными выше параметрами на частоту 9,2 ГГц наблюдаются ложные полосы пропускания на частотах 8,28 ГГц, 9,38 и

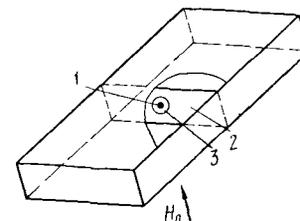


Рис. 115. Однорезонаторный полосно-пропускающий фильтр с ферритовым резонатором: 1 — ферритовый резонатор; 2 — металлическая перегородка; 3 — отверстие связи.

9,6 ГГц. Ширина полосы пропускания и развязка в этих полосах соответственно равны: 2,9 МГц, 4,8 и 3,8 МГц; 13,7 дБ, 12,7 и 6,9 дБ. Наличие этих полос пропускания фильтра ограничивает увеличение объема ферритового резонатора, используемого в однорезонаторном фильтре, поскольку связь резонатора с линией передачи по магнитостатическим типам колебаний существенно увеличивается с ростом диаметра сферического ферритового резонатора [76].

Многофункциональные фильтры

Для создания многофункциональных СВЧ-устройств обычно используется сочетание ферритового резонатора с различными волноводными узлами. Подобные устройства сочетают в себе функции фильтра и вентиля, фильтра и циркулятора и др. [64, 79, 153]. Рассмотрим несколько типов конструкций подобных устройств.

1. Фильтры-циркуляторы, использующие невзаимную связь линий передачи при помощи ферритового резонатора [69, 79]. В конструкции используются два прямоугольных волновода (рис. 47, а, б), невзаимная связь между которыми осуществляется при помощи резонатора, расположенного в отверстии связи, которое выполнено в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля обоих волноводов. На резонансной частоте в рассматриваемой системе имеет место передача энергии в направлении каналов 1—2—3—4—1. Энергетические соотношения в системе описываются матрицей рассеяния (3.40).

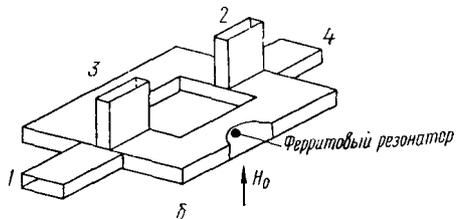
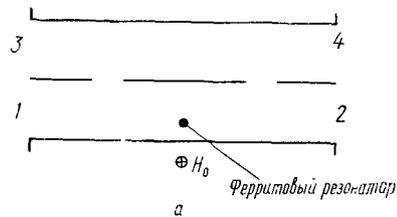


Рис. 116. Фильтры-циркуляторы на волноводных мостах и гираторе на основе ферритового резонатора.

Если изменить положение вторичного волновода 2—3 так, чтобы по отношению к нему ферритовый резонатор находился в области линейной поляризации СВЧ магнитного поля и плечо 3 сделать короткозамкнутым, то полученный таким образом волноводный узел с ферритовым резонатором представляет собой трехплечий циркулятор с передачей энергии в направлении каналов 1—2—4—1. Энергетические соотношения в системе описываются матрицей рассеяния (3.42).

2. Фильтры-циркуляторы, использующие гиратор на основе ферритового резонатора [154]. На рис. 116 показаны две конструкции частотно-избирательных циркуляторов, в которых использован гиратор на основе ферритового резонатора. В первой конструкции использовано каскадное включение двух щелевых волноводных мостов, во второй — включение Т-образных мостов. Ферритовый резонатор расположен в области круговой поляризации СВЧ магнитного поля и включен между волноводными мостами. В системе на резонансной частоте ферритового резонатора имеет место передача энергии в направлении каналов 1—2—3—4—1. Энергетические соотношения в системе можно получить, используя волновую матрицу рассеяния (3.26) и методы теории направленных графов. Так, соотношение для элемента матрицы рассеяния S_{21} имеет вид

$$S_{21} = \frac{K}{1 + K + j\xi}, \quad (5.9)$$

где K — коэффициент связи ферритового резонатора с прямоугольным волноводом при расположении резонатора в области

круговой поляризации СВЧ магнитного поля. Соотношение (5.9) совпадает с формулой для коэффициента прохождения при включении резонатора как элемента связи. При сильной связи резонатора с волноводом потери энергии на передачу малы. Сильную связь в этой схеме циркулятора осуществить легче, чем в циркуляторе, использующем невзаимную связь двух волноводов при

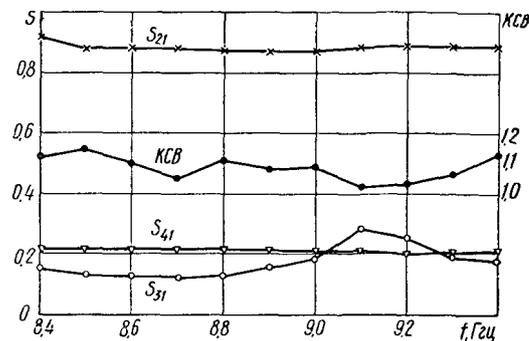
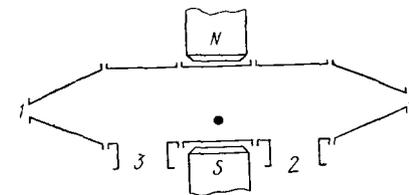


Рис. 117. Частотные характеристики фильтра-циркулятора на щелевых волноводных мостах.

помощи резонатора. Это обусловлено тем, что в данном случае резонатор расположен непосредственно в волноводе, где амплитуда СВЧ магнитного поля больше, чем в центре отверстия связи. Кроме этого, в данной конструкции циркулятора длина воздушного зазора магнитной системы определяется высотой только одного прямоугольного волновода. На рис. 117 показаны частотные характеристики элементов матрицы рассеяния, полученные при использовании в конструкции с щелевыми мостами феррито-

Рис. 118. Фильтр-циркулятор, использующий резонансный поворот плоскости поляризации в круглом волноводе с ферритовым резонатором.



вого резонатора с параметрами $v_{\phi} = 6 \text{ мм}^3$, $\chi''_p = 4050$. КСВН-устройства не превышает 1,14 в диапазоне частот.

3. Фильтры-циркуляторы, использующие явление резонансного поворота плоскости поляризации [155]. Конструкция устройства представляет собой (рис. 118) сочетание резонансного вращателя плоскости поляризации с поляризационными тройниками. Если расположение ферритового резонатора и ориентация резонансного поля подмагничивания обеспечивают близкий к 90° поворот плоскости поляризации, как это описано выше, то в

устройстве на резонансной частоте имеет место резонансная передача энергии в направлении каналов 1—2—3—4—1.

Фильтры-циркуляторы используются для отбора сигналов различных частот из линии передачи, в которой распространяются эти сигналы. Эта задача селективного отбора энергии из многочастотной линии передачи является актуальной, например, в технике многоканальной передачи информации и др. [156].

Многорезонаторные ферритовые фильтры

Выполнение требований по избирательности и затуханию вдали от полосы пропускания в большинстве случаев возможно только при использовании многорезонаторных фильтров. Принцип их построения основан на использовании взаимной связи между резонаторами, а также каскадного включения отдельных полосно-пропускающих фильтров. Связь между резонаторами осуществляется обычно через конструктивный элемент связи, представляющий собой отрезок запердельного волновода, щель в металлической перегородке и т. д.

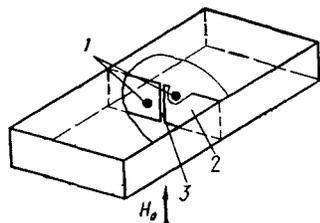


Рис. 119. Двухрезонаторный полосно-пропускающий ферритовый фильтр:

1 — ферритовые резонаторы; 2 — металлическая перегородка; 3 — щель связи.

Важнейшим преимуществом многорезонаторных фильтров по сравнению с однорезонаторными является существенное уменьшение уровня ложных полос пропускания. Другим важным свойством многорезонаторных ППФ по сравнению с однорезонаторными является возможность существенного увеличения развязки вне полосы пропускания.

В двухрезонаторном фильтре (рис. 119) используются два ферритовых резонатора, расположенных в волноводе и связанных через узкую щель в металлической перегородке. Степень связи регулируется изменением размеров щели или расстояния между резонаторами. При этом можно получить желаемую форму резонансной кривой аналогично системе связанных контуров. Для этой конструкции при ширине вертикальной щели 0,08 мм и толщине диафрагмы 0,02 мм при использовании волноводов сечением 23×10 мм и ферритовых резонаторов с параметрами $v_{\text{ф}} = 6 \text{ мм}^3$, $\chi'_{\text{р}} = 4050$ и $v_{\text{ф}} = 6,4 \text{ мм}^3$, $\chi'_{\text{р}} = 1550$ потери на резонансной частоте составляют около 1,5 дБ. Полоса пропускания равна 48 МГц. Развязка при расстройке 500 МГц порядка 50 дБ.

При построении фильтров, в которых взаимная связь между

отдельными резонаторами осуществляется через отрезок запердельного волновода, можно реализовать высокую развязку [153, 157]. Для расчета их можно использовать результаты теории синтеза фильтров на основе полых металлических резонаторов [143, 158], а также соотношения для коэффициентов связи крайних резонаторов с линиями передачи и для коэффициента взаимной связи между отдельными резонаторами.

С учетом уменьшения амплитуды СВЧ магнитного поля на входе отрезка запердельного волновода [42] для расчета связи крайних резонаторов с линиями передачи могут быть использованы соотношения для коэффициентов связи ферритового резонатора отдельно с входной либо выходной линией передачи при включении резонатора как элемента связи (табл. 5).

Взаимная связь между отдельными резонаторами, расположенными в отрезке запердельного волновода, может быть рассчитана аналогично [62] или [158].

При взаимной связи резонаторов через квадратный отрезок запердельного волновода со стороны $A_{\text{в}}$ коэффициент связи равен

$$K_{\text{с.кв}} = \frac{2\pi v_{\text{ф}} \chi'_{\text{р}} e^{-\frac{\pi}{A_{\text{в}}} \rho}}{A_{\text{в}}^3} \quad (5.10)$$

При получении соотношения (5.10) учтены только основные типы волн H_{10} и H_{01} в отрезке запердельного волновода и предполагается, что поле подмагничивания приложено вдоль оси отрезка запердельного волновода.

С учетом изложенного рассчитаем в качестве примера двухрезонаторный невзаимный ферритовый фильтр (рис. 120) с относительной полосой пропускания $\nu = 4 \cdot 10^{-3}$ на средней частоте 2 Гц ($2\Delta f_{\text{ф}} = 8 \text{ МГц}$). Ферритовые резонаторы изготовлены из монокристалла Ca—Bi—V—граната и имеют собственную добротность $Q_0 = 1000$, $2\Delta f_0 = 2 \text{ МГц}$. Уровень пульсаций 1 дБ.

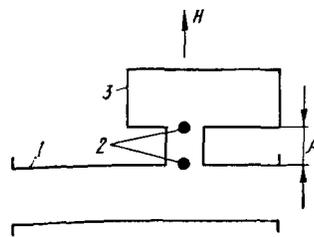


Рис. 120. Двухрезонаторный ферритовый фильтр-вентиль:

1 — входной прямоугольный волновод; 2 — ферритовые резонаторы; 3 — выходной прямоугольный волновод.

Порядок расчета.

1. При заданном уровне пульсаций элементы фильтра-прототипа с чебышевской характеристикой равны [143] $g_0 = 1$, $g_1 = 1,82$, $g_2 = 0,68$, $g_3 = 2,66$.

2. Требуемые коэффициенты связи резонаторов с входным и выходным прямоугольными волноводами равны (5.5) $K_{\text{А}} = K_{\text{В}} = 2,2$. При расположении ферритовых резонаторов на входе от-

резка запредельного волновода такие коэффициенты связи могут быть реализованы, например, при использовании полностью заполненных диэлектриком с $\epsilon=16$ прямоугольных волноводов сечением 32×3 мм, и сферических ферритовых резонаторов диаметром $d=2,5$ мм.

3. Требуемый коэффициент взаимной связи между резонаторами равен (5.6) $K_c=3,57$. В квадратном отрезке запредельного волновода со стороной 8 мм этот коэффициент связи получается при расстоянии между резонаторами $\rho=8$ мм.

5. 8. ЧАСТОТНО-ИЗБИРАТЕЛЬНЫЕ ОГРАНИЧИТЕЛИ МАЛЫХ УРОВНЕЙ МОЩНОСТИ

В технике СВЧ часто требуются устройства, пропускающие почти без ослабления сигналы малой мощности и ослабляющие сигналы большой мощности до определенного уровня. Для создания таких устройств, называемых ограничителями мощности, могут быть использованы нелинейные свойства ферритов в полях СВЧ. При использовании ферритовых резонаторов, работающих в режиме совпадения основного и дополнительного резонансов, можно создать ограничители с весьма низкими уровнями мощности на выходе устройства в режиме ограничения (порядка единиц и десятков микроватт). Кроме этого, ограничители на основе ферритовых резонаторов [158] выгодно отличаются от ограничителей других типов малым временем восстановления, высокой надежностью и частотной избирательностью, чрезвычайно большим сроком службы и возможностью регулирования уровня мощности в режиме ограничения.

Ограничители малых уровней мощности с ферритовыми резонаторами конструктивно выполняются на основе полосно-пропускающих фильтров и фильтров-циркуляторов, которые приобретают нелинейные свойства, когда уровень сигнала превышает пороговое значение.

Рассмотрим особенности ферритовых ограничителей мощности [159] и их типичные характеристики.

1. Потери в линейном режиме. Для уменьшения потерь устройства в линейном режиме ферритовый резонатор должен иметь сильную связь с линиями передачи. Для того, чтобы потери в линейном режиме не превышали 1 дБ, коэффициент связи ферритового резонатора с линиями передачи должен быть не менее 9.

2. Магнитная настройка. Резонансная частота ферритовых резонаторов не зависит в первом приближении от размеров резонатора, а зависит от напряженности постоянного магнитного поля, приложенного к ферриту. Поэтому, если в ограничителе для связи с нужными типами колебаний используется широкополосная нерезонансная СВЧ-структура, то можно осуществлять магнитную настройку ограничителя во всем частотном

диапазоне. Скорость, с которой такая настройка может быть реализована, зависит от конструкции магнитной и СВЧ-цепей и мощности управляющего сигнала, подаваемого на вход системы настройки.

3. Порог ограничения. Уровень сигнала, при котором начинается ограничение, зависит от ряда факторов: намагниченности насыщения, собственной добротности резонатора, степени связи резонатора с цепью СВЧ, ширины резонансной линии спиновых волн и других факторов [160, 161].

4. Динамический диапазон. Ферритовые ограничители малых уровней мощности работают в большом динамическом диапазоне уровней мощности. На практике динамический диапазон в ряде случаев ограничивается развязкой через конструктивные элементы связи. Типичные значения динамического диапазона лежат между 20 и 40 дБ.

5. Фазовые характеристики ограничителя. Используемый в ограничителях механизм ограничения уровня сигналов не вызывает больших изменений реактивной составляющей эквивалентного импеданса феррита. Как показывают исследования (рис. 86), в динамическом диапазоне порядка 20 дБ изменение фазы коэффициента прохождения на фиксированных частотах составляет несколько градусов. При изменении частоты в полосе пропускания ограничителя изменение фазы достигает нескольких десятков градусов.

6. Частотная избирательность. Ограничитель малых уровней мощности на основе ферритового резонатора является частотно-избирательным в том смысле, что различные по частоте компоненты сложного немонахроматического сигнала ослабляются не одинаково [159, 162]. Это связано с тем, что действие ферритового ограничителя основано на преобразовании энергии сигнала в энергию субгармонических колебаний. В ферритовом резонаторе существует большое число таких типов субгармонических колебаний, являющихся высокодобротными типами колебаний спиновых волн, не связанных друг с другом непосредственно и мало смещенных относительно друг друга по частоте так, что получается почти непрерывный спектр. Благодаря этому одновременно и независимо друг от друга может ограничиваться большее число сигналов, если только они отличаются по частоте не менее чем на величину, сравнимую с полосой возбуждения субгармоник. При этом частотно-избирательный ограничитель обладает следующими особенностями:

а) ограничитель не подавляет слабый сигнал, когда на него одновременно поступает сильный сигнал, претерпевающий ограничение и имеющий частоту, отличающуюся от частоты слабого сигнала на несколько мегагерц;

б) полная выходная мощность ослабленного сигнала зависит от числа насыщающих ограничитель сигналов (например, если ограничитель насыщается одиночным сигналом, мощность кото-

рого равна 10 мквт, то при подаче на вход ограничителя трех насыщающих сигналов различных частот полная выходная мощность будет порядка 30 мквт);

в) при подаче на вход частотно-избирательного ограничителя нескольких насыщающих сигналов не наблюдается (в отличие от ограничителей других типов) генерации значительных по амплитуде гармоник с суммарными и разностными частотами.

7. Прохождение импульсных сигналов через ограничитель. Одним из недостатков ферритового ограничителя малых уровней мощности является импульсное просачивание мощности [163]. Наблюдается оно при уровнях мощности, превышающих пороговое значение, и проявляется в виде короткого выброса, сопровождающего начало процесса ограничения. Причиной выброса на переднем фронте ограниченного импульса является [159] то, что увеличение амплитуды субгармонических колебаний от уровня тепловых шумов до уровня, определяемого интенсивностью входного сигнала, происходит в течение конечного промежутка времени. Во время этого переходного процесса ограничение не происходит и возникает импульс просачивающейся мощности. Амплитуда и длительность пика просачивающейся мощности очень сильно зависят от амплитуды и крутизны переднего фронта сигнала, подаваемого на вход ограничителя. При прохождении импульсного сигнала через ограничитель, кроме пика просачивающейся мощности, на переднем фронте импульса после окончания входного импульса на его заднем фронте также возникает импульс [164]. Этот импульс содержит часть энергии, запасенной спиновыми волнами и возвращаемой после окончания входного импульса обратно в линию передачи за счет колебаний, обусловленных однородной прецессией. Измерение фазы показало, что импульс на заднем фронте сдвинут по фазе на 180° по отношению к остальной части выходного импульса [165].

8. Прохождение АМ-сигналов через ограничитель. Исследование прохождения АМ-сигналов через ферритовый ограничитель малых уровней мощности показывает [166], что при частотах модуляции, меньших 0,7 — 1 МГц, устройство работает как ограничитель огибающей, уменьшая глубину модуляции более чем в два раза. При частотах модуляции, превышающих указанную величину, устройство работает как частотно-избирательный ограничитель, который может не только уменьшать глубину модуляции, а наоборот, даже увеличивать ее. Указанное значение частоты модуляции связано с величиной добротности субгармонических видов колебаний в резонаторе, изготовленном из монокристалла железонитридевого граната.

1. Аркадьев В. К.—ЖРФХО, ч. физ., 1913, 45, № 6.
2. Landau L., Lifshitz E.—Sov. Phys., 1935, 8, No. 2.
3. Микаэляи А. Л., Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах, М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
4. Стрэттон Дж. А., Теория электромагнетизма, М., Гостехиздат, 1948.
5. Cittel C.—Phys. Rev., 1948, 73, No. 2.
6. Гуревич А. Г., Ферриты на сверхвысоких частотах, М., Физматгиз, 1960.
7. Walker L. R.—Phys. Rev., 1957, 105, No. 2.
8. Моносов Я. А., Вашковский А. В.—В сб.: Ферромагнитный резонанс, под ред. С. В. Вонсовского, М., Физматгиз, 1961.
9. Fletcher R. C., Bell R. O.—J. Appl. Phys., 1959, 30, No. 5.
10. Gilbert T. L., Kelly J. M.—Proc. of Pittsburgh Conference on Magnetic Materials, 1955, June 14—16.
11. Carter P. S., Flammer C.—IRE Trans. MTT, 1960, 8, No. 5.
12. Wrobel E. J.—IEEE Trans. MTT, 1964, 12, No. 5.
13. Лакс Б., Баттон К., Сверхвысокочастотные ферриты и ферримагнетики, М., «Мир», 1965.
14. Гуревич А. Г.—В сб.: Ферромагнитный резонанс, под ред. С. В. Вонсовского, М., Физматгиз, 1961.
15. Damon R. W.—Rev. Mag. Phys., 1953, 25, No. 1.
16. Bloembergen N., Wang S.—Phys. Rev., 1954, 93, No. 1.
17. Suhl H.—J. Phys. Chem. of Sol., 1957, 1, No. 4.
18. Fletcher R. C., LeCraw R. C., Spencer E. G.—Phys. Rev., 1960, 117, No. 4.
19. Schlömann E., Green J. J., Milano U.—J. Appl. Phys., 1960, 31, No. 5.
20. Suhl H.—J. Appl. Phys., 1959, 30, No. 12.
21. LeCraw R. C., Spencer E. G., Porter C. S.—Phys. Rev., 1958, 110, No. 6.
22. Нелелец В. В. Высокочастотные перестраиваемые резонаторы из монокристаллов феррогранатов для фильтров СВЧ. Обзоры по электронной технике, Ферритовая техника, 1969, вып. 17.
23. Marriott S. P. A.—Marconi Rev., 1970, 33, No. 176.
24. Douthett D., Kaufman J.—IRE Trans. MTT, 1961, 9, No. 3.
25. Buffler C. R.—J. Appl. Phys., 1959, Suppl. to 30, No. 4.
26. Ферриты в нелинейных СВЧ устройствах, сб. под ред. А. Г. Гуревича, М., ИЛ, 1961.
27. Richtmeyer R. D.—J. Appl. Phys., 1939, 10, June.
28. Okaya A.—Proc. IRE, 1960, 48, No. 11.
29. Okaya A., Barash L. F.—Proc. IRE, 1962, 50, No. 10.
30. Sethares J. C., Naumann S. J.—IEEE Trans. MTT, 1966, 14, No. 1.
31. Hansen T., Iveland T.—Elektrotekn. Tidsskr., 1966, 79, No. 12.
32. Cohn S. P.—IEEE Trans. MTT, 1968, 16, No. 4.
33. Müller M. M.—Zeitschr. Angew. Phys., 1968, 24, No. 3.

34. Fiedziuszko S., Pospieszalski M.—Arch. Elektrotechn., 1969, 18, No. 4.
35. Взятых В. Ф., Диэлектрические волноводы, М., «Сов. радио», 1970.
36. Fiedziuszko S., Jelenski A.—Pros. 4th Collog. Microwave Comput., Budapest, 1970, v. 4, Budapest, 1970.
37. Karp A., Shaw H. V., Winslow D. K.—IEEE Trans. MTT, 1968, 16, No. 10.
38. Gastine M., Courtois L.—IEEE Trans. MTT, 1967, 15, No. 12.
39. Fiedziuszko S., Jelenski A.—Arch. Elektrotechn., 1970, 19, No. 4, 883.
40. Day Walter R.—IEEE Trans. MTT, 1970, 18, No. 12.
41. Pellegrin J. L.—IEEE Trans. MTT, 1969, 17, No. 10.
42. Ильченко М. Е., Мирских Г. А.—Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1973, 16, № 8.
43. Никольский В. В., Теория электромагнитного поля, М., «Высшая школа», 1961.
44. Федоров Н. Н., Основы электродинамики, М., «Высшая школа», 1965.
45. Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, М., «Высшая школа», 1970.
46. Chow K. K., Hines M. E.—IEEE Trans. MTT, 1967, 15, No. 3.
47. Stiglitz M. R.—Proc. IEEE, 1966, 54, No. 3.
48. Fiedziuszko S., Jelenski A.—Arch. Elektrotechn., 1970, 19, No. 4, 879.
49. Gerdine M. A.—IEEE Trans. MTT, 1969, 17, No. 7.
50. Kell R. C. and others.—Electron. Lett., 1970, 6, No. 19.
51. Stiglitz M. R., Sethares J. C.—Proc. IEEE, 1965, 53, No. 3.
52. Тишер Ф., Техника измерений на сверхвысоких частотах, М., Физматгиз, 1963.
53. Бокринская А. А., Ильченко М. Е.—Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1971, 14, № 2.
54. Никольский В. В., Вариационные методы для внутренних задач электродинамики, М., «Наука», 1967.
55. Богданов Г. Б., Воронов Ю. К.—Радиотехника и электроника, 1965, 10, № 5.
56. Гуревич А. Г.—Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 5.
57. Масленникова В. В.—Радиотехника и электроника, 1964, 9, № 4.
58. Вязьмина М. Д.—Вопросы радиоэлектроники. Радиоизмерительная техника, 1967, № 2.
59. Лебедь Б. М., Николаева К. С.—Электронная техника. Ферритовая техника, 1969, № 5.
60. Панченко Б. А., Гайнанов Х. Н.—Труды Уральского политехн. ин-та, 1970, сб. 183.
61. Ранкис Г. Ж., Озолс Я. Я.—В сб.: Вопросы электродинамики и теории цепей, Рига, 1968, вып. 3.
62. Гудков К. Г., Киреев В. С.—Вопросы радиоэлектроники. Радиоизмерительная техника, 1968, вып. 1.
63. Гудков К. Г., Цирков Г. А.—Вопросы радиоэлектроники. Радиоизмерительная техника, 1970, вып. 1.
64. Гудков К. Г., Киреев В. С., Цирков Г. А.—Тр. конф. по электрон. техн. «Ферритовые СВЧ-приборы и материалы», М., 1970, вып. 1.
65. Микаэля А. Л., Коблова М. М.—Радиотехника и электроника, 1962, 7, № 10.
66. Микаэля А. Л., Антоньянц В. Я.—Радиотехника и электроника, 1962, 7, № 4.
67. Кисляковский А. В.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехники, 1965, вып. 2.
68. Бокринська О. Я., Вунтесмері В. С., Кисляковський А. В., Ферромагнітний резонанс в техніці сантиметрових хвиль, К., «Техніка», 1966.

69. Patel C. N.—IRE Trans. MTT, 1962, 10, No. 3.
70. Comstock R. L.—IEEE Trans. MTT, 1964, 12, No. 6.
71. Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн., 1967, вып. 4.
72. Сафантьевский А. П.—Электронная техника, сер. «Ферритовая техника», 1969, № 5.
73. Ковбаса А. П., Шеламов Г. Н.—В сб.: Автоматизация проектирования в электронике, под ред. В. П. Сигорского, ДНТП, К., 1970, № 2.
74. Шеламов Г. Н., Ковбаса А. П.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн. и электроак., 1970, вып. 7.
75. Carter P. S.—IEEE Trans. MTT, 1970, 18, No. 2.
76. Ильченко М. Е., Сугаков В. П.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн. и электроак., 1970, вып. 7.
77. Гохбан П. М., Шереметьева И. Н., Мень Б. А.—Вопросы радиоэлектроники, сер. «Радиоизмерительная техника», 1968, вып. 6.
78. Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн., 1966, вып. 3.
79. Skeie H.—IEEE Trans. MTT, 1964, 12, No. 6.
80. Bloembergen N., Round R. V.—Phys. Rev., 1954, 95, No. 1.
81. Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн. и электроак., 1970, вып. 7.
82. Калина В. Г., Бударов В. Н., Беляков С. В.—Радиотехника и электроника, 1970, 15, № 4.
83. Гинзтон Э. Л., Измерения на сантиметровых волнах, М., ИЛ, 1960.
84. Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн. и электроак., 1969, вып. 6.
85. Сушкевич В. И., Нерегулярные линейные волноводные системы, М., «Сов. радио», 1967.
86. Вунтесмері В. С., Кудинов Е. В.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн., 1965, вып. 2.
87. Ильченко М. Е.—Радиотехника и электроника, 1968, 13, № 11.
88. Tugler E. H.—Pat. USA, No. 3247472, Cl. 333—21.
89. Богданов Г. Б., Ведриган В. Е.—Бюллетень изобретений, 1968, № 1, Авт. свид. № 2044601.
90. De Grasse R. W.—J. Appl. Phys., 1959, Suppl. to 30, No. 4.
91. Машковцев Б. М., Цибизов К. Н., Емелин Б. Ф., Теория волноводов, М.—Л., «Наука», 1966.
92. Джексон Дж. Классическая электродинамика, М., «Мир», 1965.
93. Ильченко М. Е.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн. и электроак., 1968, вып. 5.
94. Stiglitz M. R., Sethares I. C.—Proc. IEEE, 1967, 55, No. 10, 92.
95. Bethe H. A.—Phys. Rev., 1944, 66, 163—182.
96. Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, 1971, вып. 8.
97. Ильченко М. Е.—Вести. Киевск. политехн. ин-та, 1965, вып. 2.
98. Ильченко М. Е., Мелков Г. А.—Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1973, 16, № 5.
99. Ефимов И. Е., Радиочастотные линии передачи, М., «Сов. радио», 1964.
100. Gaglione S., Dydak M.—Electron. Letters, 1969, 5, No. 25.
101. Matthaei G. L.—IEEE Trans. MTT, 1965, 13, No. 2.
102. Biadell V.—J. Appl. Phys., 1951, 22, 68.
103. Tischer F.—Arch. Elektr. Ubertr., 1953, 7, 12.
104. Cohn M.—IRE Trans. MTT, 1959, 7, No. 4.
105. Tischer F.—IRE Wescon Conv. Record, 1958, 2, 8.
106. Webb D. C., Moore R. A.—Proc. IEEE, 1963, 51, No. 2.
107. Гутцайт Э. М.—Радиотехника и электроника, 1962, 7, № 2.
108. Ильченко М. Е.—Радиотехника и электроника, М., 1969, 14, № 11.
109. Микаэля А. Л., Автор. докторск. дисс., ИРЭ АН СССР — МЭПС, М., 1955.

110. Hickin E. M., Werner I. F., Sidwell I. M.—L'onde Electrique, 1959, 39, 111, No. 384.
111. Marriage A. J., Werner J. F.—Proc. Inst. Electr. Engrs., 1962, 109, No. 21.
112. Rehwald W., Vöge K. H.—Frequenz, 1962, 16, No. 10.
113. Collin R. E.—Field Theory of Guided Waves, McGraw—Hill, New—York, 1960, 470.
114. Ильченко М. Е.—Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1969, 12, № 10.
115. Ильченко М. Е.—Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1969, 12, № 12.
116. Гудков К. Г., Гуревич А. Г.—Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1967, 10, № 1.
117. Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1971, 13, № 1.
118. Ильченко М. Е.—Радиотехника и электроника, 1970, 15, № 1.
119. Ильченко М. Е.—Вестн. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн. и электроак., 1969, вып. 6.
120. Бокринская А. А., Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Тр. конф. по электрон. техн. «Ферритовые СВЧ приборы и материалы», М., 1970, вып. 1.
121. Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1969, 13, № 3.
122. Микаэлян А. Л., Антоньянц В. Я.—Радиотехника и электроника, 1960, 5, № 1.
123. Фабриков В. А.—Радиотехника и электроника, 1960, 5, № 1.
124. Михайловский Л. К.—Докл. научно-техн. конф. по итогам НИР за 1968—1969 гг., секция радиотехническая, подсекция ферритовой СВЧ радиопрофизики. МЭИ, 1969.
125. Михайловский Л. К.—Бюллетень изобретений, 1964, № 12. Авт. свид. № 163226.
126. Князев А. Д., Пчелкин В. Ф., Проблемы обеспечения совместной работы радиоэлектронной аппаратуры, М., «Сов. радио», 1971.
127. Богданов Г. Б.—Радиотехника и электроника, 1961, 6, № 4.
128. Богданов Г. Б., Бокринская А. А., Ферритовые термисторы, К., Гостехиздат УССР, 1964.
129. Богданов Г. Б., Основы теории и применения ферритов в технике измерений и контроля, М., «Сов. радио», 1967.
130. Бокринская А. А. и др.—Бюллетень изобретений, 1965, № 4. № 168343.
131. Кудинов Е. В.—Вестн. Киевск. политехн. ин-та, 1965, вып. 2.
132. Бокринская А. А., Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Бюллетень изобретений, 1968, № 35. Авт. свид. № 230779.
133. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П., Справочник по элементам волноводной техники, М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
134. Бокринская А. А., Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Бюллетень изобретений, 1969, № 13. Авт. свид. № 240838.
135. Бокринская А. А., Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Тр. конф. по электрон. техн. «Ферритовые СВЧ приборы и материалы», М., 1970, вып. 1.
136. Бычков С. И., Буренин Н. И., Сафаров Р. Т., Стабилизация частоты генераторов СВЧ, М., «Сов. радио», 1962.
137. Day Walter R. J.—G—MTT Int. Microwave Symp. Newport Beach, Calif., 1970, 24—28, New York.
138. Вунтесмери В. С.—Вестн. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн., 1965, вып. 2.
139. Ильченко М. Е.—Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1971, 14, № 12.
140. Шеламов Г. Н.—Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1971, 14, № 12.

141. Шеламов Г. Н.—Вопросы радиоэлектроники, сер. «Радионизмерительная техника», 1971, вып. 2.
142. Haggison W.—IEEE Trans. MTT, 1968, 16, No. 4.
143. Маттей Д. Л., Янг Л., Джонс Е. М. Т., Фильтры СВЧ, согласующие цепи, цепи связи, М., «Связь», 1971.
144. Clag P.—G—MTT Int. Microwave Symp. Newport Beach, Calif., 1970, 19—23, New York.
145. Масленникова В. В.—Радиотехника и электроника, 1964, 9, 5.
146. Ильченко М. Е., Кудинов Е. В.—Вестн. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн. и электроак., 1968, вып. 5.
147. Matthaei G. L.—IEEE Trans. MTT, 1965, 13, No. 2.
148. Бровко А. В., Ильченко М. Е.—Вестн. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн. и электроак., 1972, вып. 9.
149. Carter P. H.—IRE Trans. MTT, 1961, 9, No. 3.
150. Carter P. H.—IEEE Trans. MTT, 1965, 13, No. 3.
151. Афанасьев Г. М., Нелепец В. В., Сафьянтьевский А. П.—Электронная техника, сер. «Ферритовая техника», 1969, № 5.
152. Fijerstad R. L.—IEEE Trans. MTT, 1970, 18, No. 4.
153. Кисляковский А. В., Водопьянов Н. Г., Куш С. Н.—Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1971, 14, № 10.
154. Ильченко М. Е.—Бюллетень изобретений, 1969, № 13. Авт. свид. № 240876.
155. Ильченко М. Е.—Бюллетень изобретений, 1969, № 7. Авт. свид. № 236663.
156. Модель А. М., Фильтры СВЧ в радиорелейных системах, М., «Связь», 1967.
157. Kotzebue K. L.—IRE Wescon Conv. Record, 1960, Part. 1.
158. Venator W.—Electronics, 1969, 42, No. 5.
159. Kotzebue K. L.—Electronics, 1962, 35, No. 51.
160. Suhl H.—Phys. Rev. Lett., 1961, 6, No. 4.
161. Илясов В. П., Кудинов Е. В.—Вестн. Киевск. политехн. ин-та, сер. радиотехн. и электроак., 1970, вып. 7.
162. Kotzebue K. L.—J. Appl. Phys., 1962, 33, Febr.
163. Vebele G. S.—IRE Trans. MTT, 1959, 7, No. 1.
164. Casey I. P.—Proc. IEEE, 1965, 53, No. 5.
165. Schlömann F.—J. Appl. Phys., 1962, 33, Febr.
166. Cumming R. C., Howell D.—IEEE Trans. MTT, 1965, 13, No. 5.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение	3
Глава первая. <i>СВОЙСТВА ФЕРРИТОВЫХ РЕЗОНАТОРОВ</i>	5
1.1. Физические принципы работы	5
1.2. Резонансная частота	9
1.3. Магнитостатические виды колебаний	13
1.4. Учет потерь	15
1.5. Дипольный момент	19
1.6. Нелинейные явления	21
1.7. Применяемые для изготовления материалы	28
1.8. Температурные характеристики	30
1.9. Частотные характеристики	31
Глава вторая. <i>СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ</i>	33
2.1. Физические принципы работы	33
2.2. Электромагнитные волны в анизотропном диэлектрическом стержне с «магнитными» боковыми стенками	34
2.3. Приближенные граничные условия	40
2.4. Резонансные частоты плоских диэлектрических резонаторов	44
2.5. Основные виды колебаний	47
2.6. Сферические диэлектрические резонаторы	49
2.7. Влияние металлических стенок на характеристики диэлектрических резонаторов	51
2.8. Дипольный момент	53
2.9. Энергетические соотношения	55
2.10. Соотношение между амплитудами СВЧ магнитного поля	57
2.11. Двойные диэлектрические резонаторы	59
2.12. Температурные характеристики	61
Глава третья. <i>ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ СВЧ С ФЕРРИТОВЫМИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ</i>	63
3.1. Схемы включения резонаторов	63
3.2. Методы расчета СВЧ-схем с твердотельными резонаторами	64
3.3. Связь твердотельного резонатора с линией передачи СВЧ	66
3.4. Твердотельный резонатор в несогласованной линии передачи	67
3.5. Твердотельный резонатор, включенный как элемент связи линий передачи	77
3.6. Твердотельный резонатор в короткозамкнутой линии передачи	80
3.7. Комбинированные схемы включения твердотельного резонатора	82
3.8. Твердотельный резонатор в линии передачи с несколькими распространяющимися волнами	86
Глава четвертая. <i>СВЯЗЬ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ РЕЗОНАТОРОВ С ЛИНИЯМИ ПЕРЕДАЧИ СВЧ</i>	93
4.1. Общие соотношения для коэффициентов связи	93
4.2. Связь ферритового резонатора с линией передачи	98

4.3. Ферритовый резонатор в линии передачи замедленных электромагнитных волн	106
4.4. Резонансный поворот плоскости поляризации в волноводе с ферритовым резонатором	115
4.5. Нелинейный ферритовый резонатор в линии передачи	123
4.6. Связь диэлектрического резонатора с линией передачи СВЧ	137

Глава пятая. <i>ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ СВЧ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ РЕЗОНАТОРОВ</i>	141
5.1. Твердотельные резонаторы в технике СВЧ	141
5.2. Датчики уровня мощности СВЧ	144
5.3. Частотные дискриминаторы с магнитной настройкой	149
5.4. Резонансные фазовращатели	151
5.5. Устройство для резонансного поворота плоскости поляризации в волноводе	151
5.6. Фильтры СВЧ на основе диэлектрических резонаторов	153
5.7. Ферритовые СВЧ-фильтры	157
5.8. Частотно-избирательные ограничители малых уровней мощности	164
Литература	167

Михаил Ефимович Ильченко
Евгений Васильевич Кудинов

**ФЕРРИТОВЫЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
РЕЗОНАТОРЫ СВЧ**

Редактор *Миронец Е. М.*
Художник *Егоров В. А.*
Художественный редактор *Семендяев Ю. С.*
Технический редактор *Хохановская Т. И.*
Корректор *Рожкова Н. Н.*

Сдано в набор 16.XI 1972 г. БФ 06863. Зак. № 792.
Изд. № 56. Формат бумаги 60×90¹/₁₆. Физич. печ.
листов 11,0. Условн. печ. листов 11,0. Учетно-из-
дат. листов 9,41. Бум. листов 5,5. Подписано к пе-
чати 27.IV 1973 г. Бумага типограф. № 1. Цена
94 коп. Тираж 1510.

Издательство Киевского университета, Киев,
Героев революции, 4.
Киевская книжная типография научной книги
Республиканского производственного объединения
«Полиграфкнига» Госкомиздата УССР, Киев,
Репина, 4.