

01;09

Магнитные типы колебаний в резонаторе на отрезках запердельного круглого волновода и коаксиальной линии

© Ю.Г. Макеев, А.П. Моторненко

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,
61085 Харьков, Украина
e-mail: briz@ire.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 13 июня 2002 г.)

Решена электродинамическая задача по расчету собственных частот магнитных типов колебаний в резонаторе, образованном двумя отрезками запердельного круглого волновода и коаксиальной линии. Для основного $H_{11\delta}$ типа колебания приведены результаты численного и экспериментального исследований такого резонатора в широком диапазоне изменения его параметров. Экспериментально показана возможность разработки полупроводникового СВЧ генератора повышенной мощности на основе исследованного резонатора.

Введение

Резонаторы на основе запердельных волноводов с разнообразным частичным диэлектрическим заполнением, известные под названием волноводно-диэлектрических резонаторов (ВДР) [1], обладают разреженным спектром собственных колебаний, малыми габаритами и весом, а также относительно высоким значением собственной добротности. На основе ВДР разработаны методы измерения параметров диэлектрических материалов, в диапазоне СВЧ созданы частотно-селективные устройства, а также генераторы. Устройства с использованием ВДР легко сопрягаются как с волноводами, так и с микрополосковыми линиями передач. ВДР с многослойным аксиально-симметричным диэлектрическим заполнением (в частности, с двухслойным) позволяют создавать приборы с лучшими электрическими характеристиками.

К волноводно-коаксиальному резонатору (ВКР), построенному на отрезках круглого запердельного волновода, расположенных с обеих сторон отрезка коаксиальной линии, легко перейти от двухслойного ВДР [2], заменив в нем внутренний диэлектрический слой на металлический. Исследование характеристик рассеяния электромагнитных волн, падающих со стороны круглого волновода на металлодиэлектрические неоднородности разной степени сложности (в том числе в виде отрезка коаксиальной линии), выполнено в ряде работ [3–5]. В этих работах, как и в [6], посвященной исследованию спектра собственных колебаний коаксиально-волноводного резонатора (КВР), образованного двумя отрезками коаксиальной линии, примыкающей с обеих сторон к отрезку круглого волновода, рассмотрены аксиально-симметричные H - и E -типы колебаний. Нам неизвестны работы, посвященные исследованию резонансных характеристик волноводно-коаксиального резонатора рассматриваемой конструкции.

Некоторые особенности ВКР исследованы нами экспериментально в работе [7], в которой показано, что в таких резонаторах возможно существование собственных электромагнитных колебаний на волноводных модах

в коаксиальной линии, а также колебаний типа TEM , характерных для резонаторов коаксиального типа.

В настоящей работе рассмотрены магнитные ($H_{m\delta}$) типы колебаний в ВКР, обусловленные волноводными модами в коаксиальной линии.

Постановка и решение граничной задачи

Решение задачи о спектре собственных магнитных колебаний $H_{m\delta}$ -типа в волноводно-коаксиальном резонаторе проведено методом частичных областей с привлечением проекционной процедуры и векторных собственных функций при получении системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ).

Анализируемый резонатор (рис. 1) условно разделим на четыре области: I — область, занимаемая внутренним металлическим проводником отрезка коаксиальной линии; II — область диэлектрического слоя, заполняющего отрезок коаксиальной линии; III, IV — полубесконечные области отрезков круглого волновода, примыкающие к отрезку коаксиальной линии с обеих ее сторон.

Задачу будем решать в предположении пренебрежимо малых потерь в диэлектрическом материале и бесконечной проводимости металлических поверхностей. Для описания электромагнитных полей в каждой из областей воспользуемся магнитным вектором Герца, который

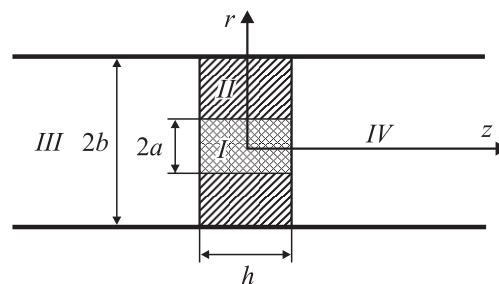


Рис. 1. Схема волноводно-коаксиального резонатора.

в области I равен нулю в связи с отсутствием в ней электромагнитного поля.

В области II магнитный вектор Герца запишем в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{\Pi}_z^{II} = \mathbf{z}_0 \left\{ \sum_{m,n} A_{mn} \left[J_m(\xi_{mn}r) - \frac{J'_m(\xi_{mn}b)}{N'_m(\xi_{mn}b)} N_m(\xi_{mn}r) \right] \right. \\ \times \cos(\beta_{mn}z) e^{-imp} + B_{mn} \left[J_m(\xi_{mn}r) \right. \\ \left. - \frac{J'_m(\xi_{mn}b)}{N'_m(\xi_{mn}b)} N_m(\xi_{mn}r) \right] \sin(\beta_{mn}z) e^{-imp} \left. \right\}, \end{aligned}$$

а в III и IV областях — в виде

$$\mathbf{\Pi}_z^{III} = \mathbf{z}_0 \sum_{m,n} C_{mn} J_m(\xi_{mn}^{(1)}r) e^{-imp} e^{\gamma_{mn}(z+h/2)},$$

$$\mathbf{\Pi}_z^{IV} = \mathbf{z}_0 \sum_{m,n} D_{mn} J_m(\xi_{mn}^{(1)}r) e^{-imp} e^{-\gamma_{mn}(z-h/2)},$$

где $A_{mn}, B_{mn}, C_{mn}, D_{mn}$ — амплитуды электромагнитного поля в областях $II-IV$; $J_m(\xi_{mn}r), N_m(\xi_{mn}r), J'_m(\xi_{mn}b), N'_m(\xi_{mn}b)$ — функции Бесселя первого и второго рода m -го порядка и их производные; β_{mn}, γ_{mn} — продольные; $\xi_{mn}, \xi_{mn}^{(1)}$ — поперечные волновые числа коаксиальной линии и круглого волновода соответственно; h — длина отрезка коаксиальной линии.

Следующий этап решения задачи о собственных электромагнитных колебаниях в исследуемом резонаторе состоит в проведении процедуры согласования тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах областей. Граничные условия, используемые при согласовании электрических полей на границах раздела II, III и $II-IV$ областей, запишем в виде

$$\mathbf{r}_0 E_r^{III(IV)} + \varphi_0 E_\varphi^{III(IV)} = \mathbf{r}_0 E_r^{II} + \varphi_0 E_\varphi^{II} |z = \pm h/2,$$

где \mathbf{r}_0, φ_0 — орты вдоль r и φ координатных осей соответственно.

Для магнитных полей граничные условия записывались аналогичным образом. Тангенциальные компоненты электрического поля на торцах металлического стержня (область I) полагались равными нулю. В результате выполнения граничных условий была получена система четырех функциональных уравнений, содержащая амплитуды электромагнитных полей $A_{mn}, B_{mn}, C_{mn}, D_{mn}$. Как указывалось выше, приведение этой системы к СЛАУ выполнялось с помощью проекционной методики. Уравнения, полученные в результате согласования электрических полей, скалярно умножались на собственную векторную функцию электрического поля коаксиальной линии, выбранную в виде

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\phi}^{(e)}(r, \varphi) = \left\{ \mathbf{r}_0 \frac{im}{r} \left[J_m(\xi_{mk}r) - \frac{J'_m(\xi_{mk}b)}{N'_m(\xi_{mk}b)} N_m(\xi_{mk}r) \right] \right. \\ \left. - \psi_0 \xi_{mk} \left[J'_m(\xi_{mk}r) - \frac{J'_m(\xi_{mk}b)}{N'_m(\xi_{mk}r)} N'_m(\xi_{mk}r) \right] \right\} e^{im\varphi}. \end{aligned}$$

Результат умножения интегрировался по поперечному сечению резонатора. Для уравнений, полученных при согласовании магнитных полей, умножение проводилось на собственную векторную функцию магнитного поля круглого волновода

$$\boldsymbol{\phi}^{(h)}(r, \varphi) = \left[\mathbf{r}_0 \xi_{mn}^{(1)} J'_m(\xi_{mn}^{(1)}r) + \varphi_0 \frac{im}{r} J_m(\xi_{mn}^{(1)}r) \right] e^{im\varphi}.$$

Собственные функции выбирались такими, чтобы они удовлетворяли условию ортогональности

$$\int_S \boldsymbol{\phi}_{mn}^{(e)} \boldsymbol{\phi}_{kp}^{(e*)} dS = N_{mn}^e \delta_{mk} \delta_{np},$$

$$\int_S \boldsymbol{\phi}_{mn}^{(h)} \boldsymbol{\phi}_{kp}^{(h*)} dS = N_{mn}^h \delta_{mk} \delta_{np},$$

где δ_{mk}, δ_{np} — символы Кронекера; N_{mn}^e, N_{mn}^h — норма электрических и магнитных собственных функций коаксиальной линии и круглого волновода соответственно.

Затем проверялось выполнение условия ограниченности энергии в каждой из частичных областей для любого конечного объема V

$$\int_v (\varepsilon |\mathbf{E}|^2 + \mu |\mathbf{H}|^2) dV < \infty.$$

Это условие практически определяет характер поведения поля на металлических ребрах [8]. По условию задачи электромагнитное поле в области I отсутствует, а в областях III, IV не содержит особенностей. Исследование поведения запасенной энергии в области II показывает, что при $a \rightarrow b$ она стремится к нулю, а при $a \rightarrow 0$ — к величине энергии, запасенной в отрезке круглого волновода с диэлектрической проницаемостью ε .

В результате выполнения граничных условий были получены две СЛАУ второго рода

$$\begin{aligned} A_{mk} R_{mk} \cos\left(\beta_{mk} \frac{h}{2}\right) \\ - \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \frac{\beta_{mn}}{\gamma_{mn}} \left(\sin\left(\beta_{mn} \frac{h}{2}\right) \right) Q_{mk} = 0, \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{mk} R_{mk} \sin\left(\beta_{mk} \frac{h}{2}\right) \\ + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} \frac{\beta_{mn}}{\gamma_{mn}} \left(\cos\left(\beta_{mn} \frac{h}{2}\right) \right) Q_{mk} = 0, \quad (2) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} R_{mk} = \frac{\xi_{mk} \xi_{mk}^{(1)}}{\xi_{mk}^2 - \xi_{mk}^{(1)2}} \left\{ \xi_{mk}^{(1)} a J_m(\xi_{mk}^{(1)} a) N'_m(\xi_{mk} a) \right. \\ \left. - \xi_{mk} a J'_m(\xi_{mk}^{(1)} a) N_m(\xi_{mk} a) - \xi_{mk}^{(1)} b J_m(\xi_{mk}^{(1)} b) N'_m(\xi_{mk} b) \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Q_{mk} = & \sum_{p=1}^{\infty} \frac{2\xi_{mk}^2}{\gamma_{mp}} \frac{a}{b} \frac{\xi_{mp}^{(1)} \xi_{mk}^{(1)}}{\xi_{mk}^2 - \xi_{mp}^{(1)2}} \frac{\xi_{mp}^2 a}{\xi_{mp}^2 - \xi_{mk}^{(1)2}} \\
 & \times \frac{1}{(\xi_{mp}^{(1)2} b^2 - m^2)} \frac{J'_m(\xi_{mk}^{(1)} a) J'_m(\xi_{mp}^{(1)} a)}{J_m^2(\xi_{mp}^{(1)} b)} \\
 & \times \left[J_m(\xi_{mp} a) - \frac{J'_m(\xi_{mp} a)}{N'_m(\xi_{mp} a)} N_m(\xi_{mp} a) \right] \\
 & \times \left[J_m(\xi_{mk} a) - \frac{J'_m(\xi_{mk} a)}{N'_m(\xi_{mk} a)} N_m(\xi_{mk} a) \right].
 \end{aligned}$$

В процессе преобразования исходные уравнения распались на $2m$ уравнений, не связанных между собой систем. Это обусловлено тем, что рассматриваемый резонатор является однородным по φ . Таким образом, трехмерная задача свелась к $2m$ двумерным задачам. Уравнение (1) описывает $H_{m\delta}$ -колебания, где $\delta = 1, 3, 5, \dots$ — число вариаций поля вдоль оси z , а уравнение (2) — $H_{m\delta}$ -колебания, где $\delta = 2, 4, 6, \dots$. Резонансные частоты $H_{m\delta}$ -колебаний, симметричных и несимметричных, определяются из условия равенства нулю определителя системы уравнений (1), (2).

Анализ полученных уравнений

Уравнения (1), (2) позволяют определить полный спектр магнитных типов колебаний в рассматриваемом резонаторе. Основным наиболее низкочастотным колебанием магнитного типа в рассматриваемом резонаторе является колебание $H_{11\delta}$. Поэтому дальнейший анализ уравнений будем проводить на примере этого колебания. Уравнения (1), (2) в этом случае примут относительно простой вид

$$\cos\left(\beta_{11} \frac{h}{2}\right) - \frac{\beta_{11} Q_{11}}{\gamma_{11} R_{11}} \sin\left(\beta_{11} \frac{h}{2}\right) = 0, \quad (3)$$

$$\sin\left(\beta_{11} \frac{h}{2}\right) + \frac{\beta_{11} Q_{11}}{\gamma_{11} R_{11}} \cos\left(\beta_{11} \frac{h}{2}\right) = 0. \quad (4)$$

Уравнение (3) позволяет определить резонансные частоты колебания H_{111} , а уравнение (4) — H_{112} .

На рис. 2 для колебания H_{111} приведены кривые зависимостей нормированной резонансной длины волны λ/λ_{cr} ($\lambda_{cr} = 3.41b$ — критическая длина волны круглого пустого волновода) от величины a/b для ряда значений диэлектрической проницаемости ε заполнения коаксиальной линии (кривые 1–4 соответствуют $\varepsilon = 1.0, 2.1, 5$ и 10). Расчет выполнен в одноволновом приближении для значения $h/b = 1.34$.

На рис. 3 для исследуемого колебания (H_{111}) приведены кривые, иллюстрирующие зависимость λ/λ_{cr} от величины h/b (кривая 1 соответствует отношению $a/b = 0.19$; 2 — 0.25, 3 и 4 — 0.45, 5 — 0.75). Расчеты выполнены для $\varepsilon = 2.1$. Сплошные кривые этого рисунка рассчитаны в одноволновом приближении, пунктир 4

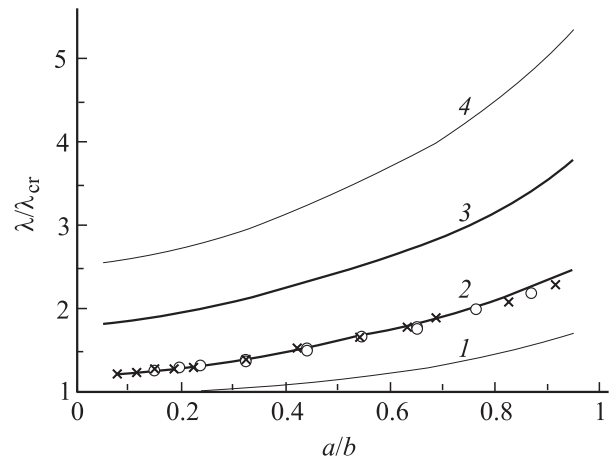


Рис. 2. Кривые, характеризующие зависимость нормированной резонансной длины волны λ/λ_{cr} от величины a/b .

получен при условии учета влияния двадцати типов волн ($k = n = p = 20$).

Экспериментальное исследование волноводно-коаксиального резонатора проведено в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Для этого были изготовлены два резонатора: один, работающий в сантиметровом диапазоне длин волн, а второй — в миллиметровом. В сантиметровом диапазоне ВКР имел следующие параметры: внутренний диаметр круглого волновода 13 мм, металлодиэлектрические элементы из фторопласта ФТ-4 ($\varepsilon = 2.1$) с латунными цилиндрами разных диаметров и длиной 8.7 мм ($h/b = 1.34$). В таком ВКР были получены резонансные колебания в полосе частот 5.5–11 GHz. Результаты экспериментальных исследований этого резонатора отмечены на рис. 2 крестиками на расчетной кривой 2. В миллиметровом диапазоне ВКР представлял отрезок круглого волновода внутренним диаметром 4.62 мм, в котором поочередно размещались металлодиэлектрические эле-

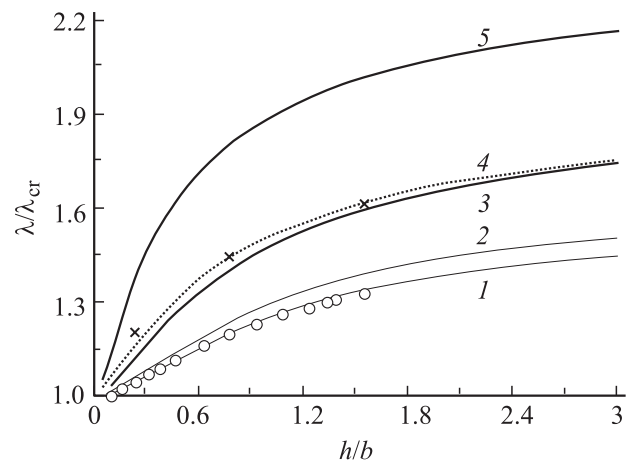


Рис. 3. Кривые, характеризующие зависимость нормированной резонансной длины волны λ/λ_{cr} от величины h/b .

менты, отличающиеся друг от друга диаметром внутренних проводников одинаковой длины, соответствующей $h/b = 1.34$. Результаты измерений резонансных частот такого резонатора также приведены на рис. 2 и отмечены кружками. Диапазон резонансных частот при этом составил 17–30 GHz.

На рис. 3 в виде кружков на кривой 1 и крестиков на кривых 3 и 4 приведены результаты экспериментальных измерений резонансной частоты ВКР сантиметрового диапазона. Этот рисунок показывает, что при уменьшении длины отрезка коаксиальной линии h/b увеличивается погрешность расчета в одноволновом приближении величины $\lambda/\lambda_{ср}$, причем эта погрешность растет с ростом параметра a/b . Анализ расчетных и экспериментальных данных, приведенных на рис. 2 и 3, позволяет сделать вывод, что при значениях $h/b \geq 1$ в широком диапазоне a/b при расчете резонансной длины волны можно использовать одноволновое приближение. Погрешность определения $\lambda/\lambda_{ср}$ при этом не превышает 2.5%.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе приведены результаты решения задачи о собственных магнитных колебаниях в резонаторе, представляющем собой отрезок коаксиальной линии с двумя отрезками запердельного круглого волновода. Получены две системы линейных алгебраических уравнений, показывающие, что как и для волноводно-диэлектрических резонаторов, собственные колебания в ВКР с четным и нечетным числом вариаций поля вдоль оси z не связаны друг с другом. Не связаны между собой и колебания, отличающиеся числом вариаций по азимутальному углу φ . Значения резонансных частот резонатора определяются из условия равенства нулю определителя системы уравнений. Погрешность расчета собственной частоты основного типа колебания в одноволновом приближении составляет $\leq 2.5\%$.

В заключение заметим, что на основе рассмотренного резонатора, сопряженного с микрополосковым выходом, был изготовлен полупроводниковый СВЧ генератор с использованием диода Гана типа AA725A. Генератор в трехсантиметровом диапазоне длин волн позволил получить большие значения выходной мощности, чем при использовании в той же конструкции генератора волноводно-диэлектрического резонатора. Повышение мощности генератора с использованием ВКР, с нашей точки зрения, связано с улучшением условий согласования диода с резонатором. Предложенный резонатор может найти также широкое применение при разработке частотно-селективных устройств микроволновой техники с возможностью их электронной и широкой механической перестройки. На основе такого резонатора могут быть разработаны методики измерения электрических параметров как диэлектрических материалов, так и металлических проводников.

Список литературы

- [1] Ильченко М.Е., Взятыйшев В.Ф., Гассанов Л.Г. Диэлектрические резонаторы / Под ред. М.Е. Ильченко. М.: Радио и связь, 1989. С. 328.
- [2] Белоус Р.И., Макеев Ю.Г., Моторненко А.П. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1997. Т. 40. № 2. С. 13–18.
- [3] Кириленко А.А., Масалов С.А., Шестопалов В.П. и др. // Препринт ИРЭ. Харьков, 1974. № 37. С. 53.
- [4] Буданов В.Б., Шестопалов В.П., Шинкаренко В.Ф. // Препринт ИРЭ. Харьков, 1975. № 49. С. 41.
- [5] Кириленко А.А., Сенкевич С.П., Цаканян И.С. // Препринт ИРЭ. Харьков, 1990. № 90-3. С. 36.
- [6] Сиренко Ю.К., Шестопалов В.П., Яшина Н.П. // РЭ. 1987. Т. 32. № 3. С. 535–544.
- [7] Makeev Yu.G., Motornenko A.P. // Symposium „Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves“. Kharkov, 2001. Vol. 2. P. 708–709.
- [8] Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Рудь Л.А. Волноводные неоднородности. Т. 2. Киев: Наукова думка, 1976. С. 216.