ОБ ИЗМЕРЕНИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ СВЯЗИ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

В. Г. Шульга, А. Г. Шеин

В электронных приборах СВЧ с длительным взаимодействием связь между электронным потоком и полем бегущей волны характеризуется величиной сопротивления связи [1]:

$$R_{св} = \frac{E_{rk}^2}{2\beta_k^2 P}, \tag{1}$$

где E_{rk} — амплитуда продольной составляющей электрического поля для k-ой пространственной гармоники;

β_k — фазовая постоянная распространения k-ой пространственной гармоники,

P — поток мощности, переносимый в замедляющей системе бегущей волной.

Поскольку теоретическое определение сопротивления связи в большинстве случаев является трудной задачей из-за сложных граничных поверхностей замедляющих систем, то, как правило, прибегают к экспериментальному определению его величины.

Одним из наиболее приемлемых способов экспериментального определения величины сопротивления связи является метод малых возмущений частоты. Сущность этого метода состоит в определении продольной составляющей электрического поля посредством измерения абсолютных сдвигов частоты макета замедляющей системы при введении в него малого возмущающего тела [2].

Используя теорему возмущений Слэттера [2], можно показать, что

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{1}{2}\,\frac{\int\limits_{\Delta\tau}(\mu H^2 - \varepsilon E^2)\,dV}{\int\limits_{V}(\mu H^2 - \varepsilon E^2)\,dV}, \tag{2}$$

где $\Delta\tau$ — объем возмущающего тела;

V — объем резонатора.

Из (2) легко заметить, что при введении малого диэлектрического возмущающего тела происходит изменение резонансной частоты резонатора, пропорциональное величине электрической составляющей поля, т. е.

$$E_{отн} \sim \sqrt{\Delta\lambda}. \tag{3}$$

Учитывая, что поток мощности, проходящей вдоль системы, определяется как

$$P = v_{гр} W, \tag{4}$$

где $v_{гр}$ — скорость распространения энергии вдоль системы;

W — запас энергии на единицу длины системы, и подставляя (4) в (1), получаем

$$R_{св} = \frac{E^2_{rk}}{2\beta^2_k v_{гр} W} = \frac{1}{2\beta^2_k v_{гр}} \frac{E^2_{rk}}{W}. \tag{5}$$

Величины $\beta_k = \frac{\omega}{v_k}$ и $v_{гр}$ находятся из дисперсионной характеристики. Следовательно, для вычисления величины сопротивления связи необходимо найти отношение $\frac{E^2_{rk}}{W}$. Это отношение определяется с помощью введения малого возмущающего тела в замедляющую систему. Действительно, используя теорему Слэттера (2), можно показать, что [2]

$$\frac{E^2_{rk}}{W} = 480\pi \frac{c}{\lambda} D \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\tau}\right)_{\Delta\tau\to 0}, \tag{6}$$

где D — общая длина макета;

λ — длина волны соответствующего резонанса;

$\Delta\lambda$ — смещение резонансной длины волны.

Соотношение (6) справедливо при $\Delta\tau \to 0$, т. е. при внесении возмущающего тела существенно не изменяется распределение поля в замедляющей системе.

Учитывая вышеизложенное и в соответствии с (5) и (6), получаем окончательное выражение для экспериментального определения величины сопротивления связи:

$$R_{св} = \frac{30}{\pi} \left(\frac{E_r}{E_t}\right) \frac{c}{v_{гр}} \left(\frac{v_ф}{c}\right)^2 \lambda D \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\tau}\right)_{\Delta\tau\to 0}, \tag{7}$$

где E_t — величина возмущенного электрического поля;

$\frac{E_r}{E_t}$ определяется из разложения функции в ряд Фурье для соответствующего вида колебаний [2].

В основе предлагаемого метода тоже лежит способ малых возмущений частоты. Но в этом случае объемный резонатор используется как частотный дискриминатор, что исключает необходимость измерения абсолютных сдвигов частоты [3].

В самом деле, вследствие того, что короткозамкнутый отрезок замедляющей системы обладает резонансными свойствами, изменение его собственной частоты (частота возбуждающего поля остается неизменной) вызывает изменение амплитуды высокочастотного поля на выходе.

Предположим, что в системе существует только E_r составляющая поля. Тогда из (2) при $H = 0$ получаем

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} - 1\right) \frac{\int_{\Delta V} |\bar{E}|^2 dV}{\int_V |\bar{E}|^2 dV}. \tag{8}$$

При $\Delta\tau \to 0$ можно считать, что поле E неизменно в этом объеме, т. е.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\tau}{2}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} - 1\right) \frac{|\bar{E}|^2}{\int_V |\bar{E}|^2 dV}. \tag{9}$$

Поскольку относительное изменение длины волны пропорционально изменению частоты, то это выражение можно переписать в виде [3]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\tau}{2}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} - 1\right)\frac{|\bar{E}|^2}{\int\limits_V |\bar{E}|^2 dV}. \tag{10}$$

В линейном приближении считаем, что приращение энергии резонатора при изменении частоты

$$\Delta w = \frac{dw}{d\omega}\Delta\omega, \tag{11}$$

где $\Delta w = \frac{W}{W_{\max}}$ — относительная энергия в системе;

$W_{\max}$ — максимальная энергия в системе.

Тогда, с учетом частотной характеристики системы, приращение сигнала после детектора можно представить как

$$\Delta w = \frac{dw}{d\varepsilon}\frac{\Delta\omega}{\omega}, \tag{12}$$

где $\varepsilon = \frac{\Delta\omega}{\omega}$ — относительное смещение частоты. Из соотношения (10) и (12) получаем

$$\bar{E} = \sqrt{2\Delta w\frac{1}{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} - 1}\frac{d\varepsilon}{dw}\frac{\int\limits_V |E|^2 dV}{\Delta\tau}}. \tag{13}$$

Как известно [4],

$$R_{\text{св}} = \frac{\frac{1}{S}\int\limits_S E_r^2 dS}{2\beta^2 P} = \frac{1}{2\beta^2 v_{\text{гр}}}\frac{\frac{1}{S}\int\limits_S |\bar{E}|^2 dS}{\frac{1}{2\eta c D}\int\limits_V |\bar{E}|^2 dV}, \tag{14}$$

где η — волновое сопротивление;

D — длина системы.

Здесь учтено, что [5]

$$W_n = \frac{1}{2\eta c}\frac{1}{T}\int\limits_0^T\int\limits_V |\bar{E}|^2 dV dt,$$

где W_n — полная энергия в системе;

$P = v_{\text{гр}} W_{\text{р}}$; $W_{\text{р}} = \frac{W_n}{D}$ — энергия, запасенная на единицу длины системы.

Подставляя (13) в (14) и производя несложные преобразования, получаем

$$R_{\text{св}} = 2\eta\left(\frac{c}{v_{\text{гр}}}\right)\left(\frac{v_{\Phi}}{c}\right)^2\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2\frac{D}{\Delta\tau}\frac{\frac{1}{S}\int\limits_S \Delta w\, dS}{\frac{dw}{d\varepsilon}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} - 1\right)}, \tag{15}$$

$\frac{1}{S}\int\limits_S \Delta w\, dS$ — функция, нормированная по площади поперечного сечения пространства взаимодействия.

Таким образом, для определения величины сопротивления связи, как и в предыдущем случае, необходимо наличие дисперсионной характеристики, по которой определяется $v_ф$ и $v_{гр}$. Величина, пропорциональная E_r^2/W (1), по данному методу определяется членом $\frac{\int_S \Delta w\, dS}{dw/d\varepsilon}$, характеризующим изменение сигнала на выходе системы при перемещении малого возмущающего тела; $\int_S \Delta w\, dS$ — площадь фигуры, ограниченная огибающей сигнала при расстройке равной уровню $0{,}5P_{max}$; $dw/d\varepsilon$ — крутизна резонансной характеристики на линейном участке. Следовательно, в данном случае измерение малых сдвигов частоты, необходимое для опре-

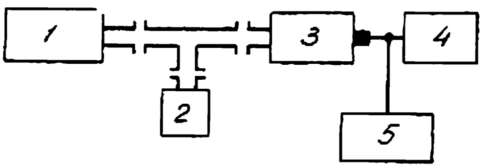

Рис. 1. Блок-схема измерений:

1 — генератор; 2 — волномер; 3 — исследуемая замедляющая система; 4 — индикатор резонанса; 5 — самописец.

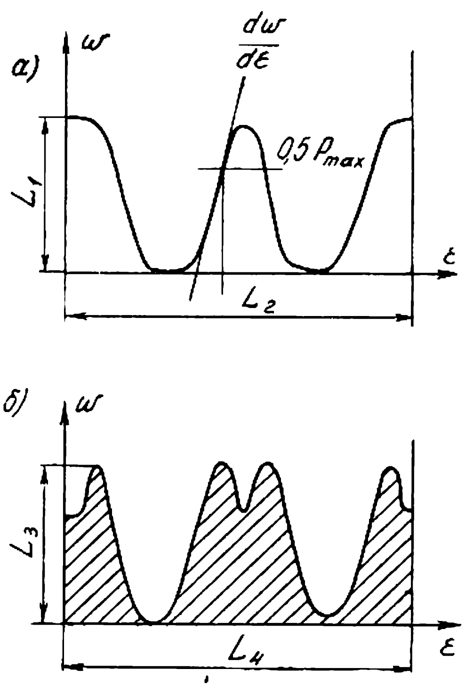

Рис. 2. Распределение поля вдоль замедляющей системы:

а) при настройке в резонанс; б) при расстройке, соответствующей 0,75 $E_{рез}$

деления E_r^2/W по соотношению (7), заменяется измерением амплитудной характеристики замедляющей системы.

Для того, чтобы определить величину сопротивления связи по предлагаемому методу, необходимо произвести следующие измерения:

1. Установить частоту, соответствующую настройке системы в резонанс. Перемещая возмущающее тело, записать распределение продольной составляющей электрического поля на ленту самописца (рис. 1). По полученной кривой определить крутизну частотной характеристики, т. е. $\frac{dw}{d\varepsilon}$ (рис. 2,*а*). Произвести нормировку приращения энергии w и относительной расстройки ε на единицу длины записи, т. е. $\frac{d(w/L_1)}{d(\varepsilon/L_2)}$, где L_1 — максимальная величина записи изменения сигнала, а L_2 — полная длина ленты самописца, соответствующая относительной расстройке.

2. Установить частоту возбуждения, при которой уровень сигнала равен 0,75 от максимального, и записать распределение амплитуды сигнала вдоль оси системы на самописец. Произвести численное интегрирование площади фигуры, ограниченной кривой (рис. 2, *б*).

После проведенных выше преобразований и измерений получаем окончательное выражение для расчета сопротивления связи;

$$R_{\text{св}} = 2\eta\left(\frac{c}{v_{\text{гр}}}\right)\left(\frac{v_{\text{ф}}}{c}\right)^2\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2\frac{D}{\Delta z}\,\frac{\left[\dfrac{\int\limits_S \Delta w dS}{S_{\text{зп}}}\right]}{\dfrac{d(w/L_1)}{d(\varepsilon/L_2)}\left(\dfrac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}-1\right)}. \tag{16}$$

Предложенным способом была измерена величина сопротивления связи ряда замедляющих систем на диафрагмированных волноводах. На рис. 3 приведены экспериментальные (кривые *1* и *2*) и теоретические (кривая *3*) зависимости изменения $R_{\text{св}}$ от длины волны. Кривые *1* со-

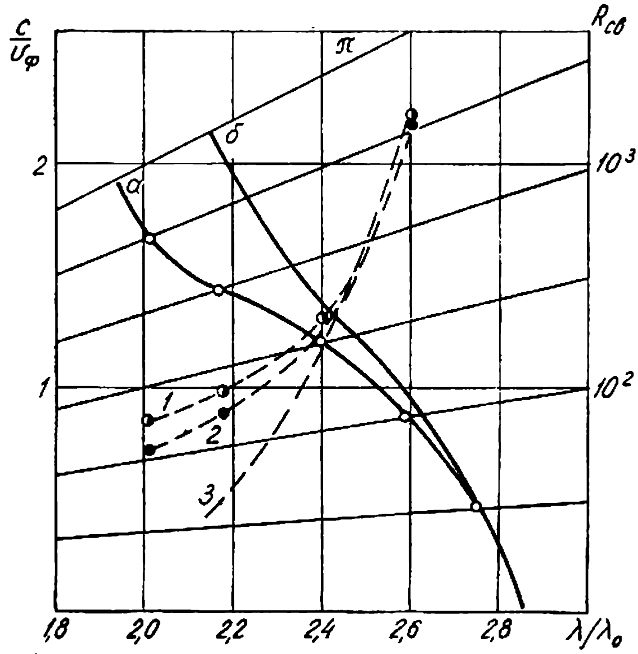

Рис. 3. Дисперсионные кривые и величины сопротивления связи для крестообразного диафрагмированного волновода:
а — экспериментальная; *б* — теоретическая.

ответствуют величинам $R_{\text{св}}$, определенным по методу [2], а кривые *2* — предлагаемым методом. Как видно из рисунков, теоретические и экспериментальные данные достаточно хорошо совпадают при малых сдвигах фазы на период.

$R_{\text{св}}$, измеренное по методу [2], отличается от расчетного на 19—23%, что находится в пределах погрешности этого метода. $R_{\text{св}}$, измеренное по предлагаемому методу, отличается от теоретических данных на 10—12%. С ростом величины сдвига фазы на период расхождение между теоретическими и экспериментальными результатами увеличивается. Это объясняется неточностью теоретического расчета, при котором учитывалась только одна нулевая пространственная гармоника.

В результате экспериментального исследования и анализа погрешностей методов установлено, что предлагаемый метод обеспечивает большую точность измерений (погрешность не превышает 12%). Кроме того, существенным преимуществом метода является его использование для измерения малых величин сопротивления связи замедляющих систем, где метод [2] дает большие ошибки и практически не применим.