

*А.Ю. ПАНЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук, Ю.Е. ГОРДИЕНКО,  
д-р физ.-мат. наук, Р.С. ФАР*

## **ПРИБЛИЖЕНИЕ ЗАДАННОГО ПОЛЯ В ЗАДАЧАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАТОРНЫХ СВЧ-ДАТЧИКОВ АПЕРТУРНОГО ТИПА**

СВЧ-датчики апертурного типа обеспечивают решение широкого круга задач неразрушающего контроля, диагностики сред, материалов и объектов. К достоинствам этих датчиков относятся простота применения и универсальность. Однако эффективность их использования определяется строгостью решения электродинамической задачи, связывающей электромагнитные параметры исследуемого объекта и выходные характеристики измерительного преобразователя. Даже при простой геометрии датчика задача может оказаться весьма сложной — как на стадии выбора путей решения и допускаемых приближений, так и при численной реализации полученных алгоритмов.

В данной работе рассматривается датчик в виде открытого конца коаксиала в бесконечном экране. Решение задачи определения характеристик такого датчика при изменении параметров окружающей среды получено ранее [1] с использованием электростатического приближения. Точность предложенного решения может удовлетворять только в случае проектирования измерителей с датчиками малых размеров. Общее решение с учетом волновых свойств поля позволит распространить методику на широкий класс приборов для измерения параметров слоистых сред, снизить методическую погрешность, расширить диапазон измерений.

В основу волнового подхода положено решение задачи об эквивалентном сопротивлении нагруженной апертуры. Один из путей решения этой задачи предполагает использование приближения заданного поля. Далее рассматриваются два варианта применения такого приближения, которые являются последовательными этапами на пути к строгому решению. На первом этапе область, в которой поле задано, определена в виде поверхности, находящейся в плоскости экрана, в конце коаксиальной линии. Решение получено с использованием функций Грина для уравнений Максвелла в цилиндрической системе координат [2]. Со стороны, противоположной апертуре, полупроводник может быть открыт или замкнут металлической поверхностью, которая одновременно выполняет роль прижима. Образец может быть многослойным, при этом границы раздела

параллельны плоскости экрана. Распределение азимутальной составляющей магнитного поля на поверхности, в которой расположена измерительная апертура, можно установить, используя следующую методику. Для тангенциальной составляющей магнитного поля над и под  $m$ -й границей раздела на основании [2] можно записать следующие соотношения:

$$H_{\varphi}(r, z_{m+0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_m \int_0^{\infty} \int J_1(\omega r) J_1(\omega r') \frac{\omega r'}{\gamma_m} \times \\ \times [E_r(r', z_m) \operatorname{cth}(\gamma_m \Delta z_m) - E_r(r', z_{m+1}) \operatorname{sch}(\gamma_m \Delta z_m)] dr' d\omega; \quad (1)$$

$$H_{\varphi}(r, z_{m-0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{m-1} \int_0^{\infty} \int J_1(\omega r) J_1(\omega r') \frac{\omega r'}{\gamma_{m-1}} \times \\ \times [E_r(r', z_{m-1}) \operatorname{sch}(\gamma_{m-1} \Delta z_{m-1}) - E_r(r', z_m) \operatorname{cth}(\gamma_{m-1} \Delta z_{m-1})] dr' d\omega. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma_m = \sqrt{\omega^2 - \tilde{\varepsilon}_m k_0^2}$ , где  $k_0$  — постоянная распространения в свободном пространстве;  $\omega$  — круговая частота;  $\tilde{\varepsilon}_m$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость  $m$ -го слоя;  $E_r(r, z_m)$  — распределение радиальной составляющей электрического поля на границе раздела;  $\Delta z_m$  — толщина  $m$ -го слоя.

Приравняв тангенциальные составляющие на границе раздела, можно получить рекуррентное соотношение для сомножителей  $R_m$ , связывающих  $E_r(r, z_m)$  с  $E_r(r, z_{m-1})$ :

$$R_m = \frac{\frac{\tilde{\varepsilon}_{m-1}}{\gamma_{m-1}} \operatorname{sch}(\gamma_{m-1} \Delta z_{m-1})}{\frac{\tilde{\varepsilon}_{m-1}}{\gamma_{m-1}} \operatorname{cth}(\gamma_{m-1} \Delta z_{m-1}) + \frac{\tilde{\varepsilon}_m}{\gamma_m} [\operatorname{cth}(\gamma_m \Delta z_m) - \operatorname{sch}(\gamma_m \Delta z_m) R_{m+1}]} \quad (3)$$

Для последнего слоя в случае использования образца, замкнутого металлом,  $H_{\varphi}$  имеет вид

$$H_{\varphi}(r, z_{M+0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_M \int_0^{\infty} \int J_1(\omega r) J_1(\omega r') \frac{\omega r'}{\gamma_M} \times \\ \times E_r(r', z_M) \operatorname{cth}(\gamma_M \Delta z_M) dr' d\omega. \quad (4)$$

Тогда для последнего слоя  $R_{M+1} = \operatorname{cth}(\gamma_M \Delta z_M)$ .

В случае использования открытого образца толщина последнего слоя стремится к бесконечности и котангенс в этом выражении становится равным единице. Тогда  $R_{M+1} = 1$ .

По заданному полю  $E_r(r)$  в апертуре на основании (4) можно определить поле  $H_\varphi(r)$  как

$$H_\varphi(r) = -j\omega \tilde{\epsilon}_1 \int_0^{r_2} \int_0^{r_1} J_1(\omega r) J_1(\omega r') \frac{\omega r'}{\gamma_1} \times \\ \times E_r(r') [\operatorname{cth}(\gamma_1 \Delta z_1) - \operatorname{sch}(\gamma_1 \Delta z_1) R_1] dr' d\omega. \quad (5)$$

где  $r_1$  — радиус внутреннего штыря;  $r_2$  — радиус отверстия.

Метод заданного поля предполагает произвольный выбор функции его распределения в некоторой области. Правильность этого выбора, при прочих равных условиях, определяет качество решения задачи. Распределение радиальной составляющей электрического поля в апертуре при данной геометрии датчика можно задать таким же, как и распределение поля в бесконечной коаксиальной линии при возбуждении ТЕМ-волны:

$$E_r(r) = U_0 / r. \quad (6)$$

Измерительная цепь, преобразующая воздействие исследуемого образца в электрические параметры, реагирует на интегральные характеристики датчика. Поэтому необходимо осуществить переход от распределений полей к эквивалентной нагрузке, характеризующей датчик. Найти ее значение можно двумя способами. Первый из них связан с использованием энергетических характеристик поля в апертуре. Мощность, излучаемая в апертуру, определяется интегралом от вектора Пойнтинга по ее поверхности. С другой стороны, мощность в цепях с сосредоточенными параметрами можно установить из известного отношения квадрата напряжения к сопротивлению. Приравняв между собой эти мощности, можно найти выражение для определения эквивалентного сопротивления, которое вызывает в коаксиальной линии тот же эффект, что и измерительная апертура с присоединенным исследуемым образцом:

$$X_n = \frac{U_k^2}{2 \int_S \dot{E}_r \dot{H}_\varphi dS}, \quad (7)$$

где  $U_k$  — напряжение в конце коаксиальной линии.

Эквивалентное сопротивление будет носить емкостный характер. На основании (5) – (7) получаем окончательное выражение для определения эквивалентного значения комплексной емкости:

$$\bar{C}_n = -\frac{2\pi\epsilon_0}{\ln^2(r_2/r_1)} \int_0^{\infty} \int_{\eta}^{r_2} [J_0(\omega r_1) - J_0(\omega r_2)] \frac{J_1(\omega r')}{\gamma_1} \times \\ \times [\operatorname{cth}(\gamma_1 \Delta z_1) - \operatorname{sch}(\gamma_1 \Delta z_1) R_1] dr' d\omega. \quad (8)$$

Второй способ определения эквивалентных сосредоточенных параметров заключается в разбиении апертуры на элементарные участки, установлении на каждом из них эквивалентного сопротивления и интегрировании сопротивлений по всей апертуре. В данной задаче элементарными участками апертуры удобно считать бесконечно тонкие концентрические кольца. Эквивалентное сопротивление каждого кольца

$$dx = dU/I_{\tau}, \quad (9)$$

где  $I_{\tau}$  — эквивалентная сила тока.

Для систем с аксиальной симметрией

$$I_{\tau} = 2\pi r H_{\varphi}. \quad (10)$$

Тогда эквивалентное сопротивление открытого конца коаксиала составляет:

$$X = \int_{\eta}^{r_2} \frac{U_0}{r} \frac{dr}{2\pi r H_{\varphi}(r)}. \quad (11)$$

Численные расчеты показали, что значения результирующего сопротивления, полученные по формулам (7) и (11), различаются лишь в третьем – пятом знаках мантииссы. Такое фактическое совпадение подтверждает физическую обоснованность применения обоих подходов и позволяет в данной задаче, не проводя дальнейших исследований в этом направлении, ограничиться полученной точностью определения эквивалентных интегральных параметров датчиков по известным распределениям полей.

При использовании электростатического подхода и волнового расхождения между вычисленными значениями нагрузки, вносимой датчиком в коаксиал, получаются значительно большими. Дальнейшие расчеты проводились для конкретного датчика, используемого в реальной разработке. Обобщение результатов расчета в целях разработки алгоритмов оптимизации является темой специальных исследований, а в данной работе рассматривается только различие результатов для разных методов расчета эквивалентных параметров датчиков и измерительных цепей. Датчик имел

следующие параметры: внутренний диаметр коаксиала  $r_1 = 0,45$  мм, наружный —  $r_2 = 0,75$  мм, рабочая частота  $f_0 = 1600$  МГц. Для такой апертуры, излучающей в свободное пространство, вносимая емкость при расчете с использованием электростатического приближения равна  $0,015$  пФ. Для волнового подхода с заданием поля согласно (6) емкость составляет  $0,023$  пФ. Физически такое различие объяснимо. Волновой подход учитывает накопление энергии не только в электрическом поле, но и в магнитном, а ток может растекаться по поверхности экрана на расстояния порядка длины волны, что значительно больше размеров отверстия.

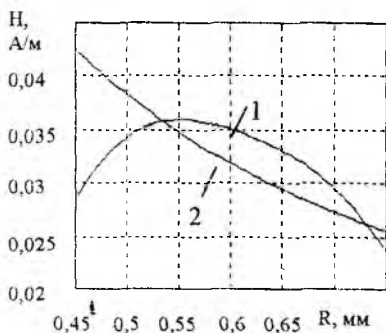


Рис. 1

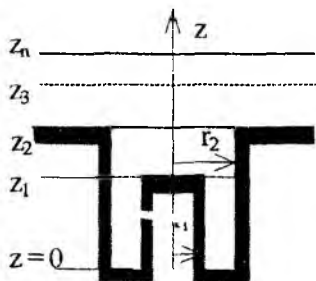


Рис. 2

На рис. 1 представлены напряженность магнитного поля (кривая 1), рассчитанная согласно (5), и распределение  $H_\phi$  (кривая 2) в плоскости экрана для идеализированного случая, при котором считается, что распределение поля в коаксиале такое же, как и при отсутствии возмущений, нагрузка соответствует интегральному значению полученной емкости ( $0,023$  пФ), а возбуждающее электрическое поле одинаково. Изменение магнитного поля указывает на то, что электрическое поле в апертуре, формируемое источниками в глубине коаксиала, должно существенно отличаться от невозмущенного поля. Приближение заданного поля становится тем более точным, чем более точно соответствие реальному полю в выбранном сечении. В коаксиале малых размеров, где без затухания может распространяться только ТЕМ-волна, электрическое поле можно задать как поле в невозмущенной линии, причем сечение нужно выбирать на некотором расстоянии от открытого конца. Чем больше это расстояние, тем большее ослабление имеют высшие типы волн и тем точнее заданное поле соответствует реальному. При таком подходе изменяется конфигурация области, в которой необходимо искать решение, что приводит к значитель-

ному усложнению аналитической и особенно численной его части. На рис. 2 представлена схема частичных областей для рассматриваемого случая.

Наличие короткого волноводного участка (область между  $z_1$  и  $z_2$ ) обусловлено следующим. Для определения эквивалентной емкости в реальных измерителях обычно используется резонаторный метод с подключением емкости открытого конца в цепь коаксиального резонатора. В этом случае при измерении образцов с большими потерями желательно наличие зазора между измеряемым образцом и апертурой. Отсутствие зазора при больших значениях удельной проводимости образца приводит к существенным изменениям резонансной частоты, так как резонатор переходит из четвертьволнового в полуволновой режим. Технически сложно обеспечить точное значение ширины зазора. Избавиться от этих трудностей можно, установив центральный стержень в глубине отверстия, на некотором расстоянии от поверхности апертуры. Тогда в процессе измерений образец должен плотно прилегать к поверхности экрана.

Выражения для магнитного поля в плоскости апертуры в соответствии с (1) можно записать так:

$$H_{\varphi}(r, z_{2+0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{a3} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} J_1(\varpi r) J_1(\varpi r') \frac{\varpi r'}{\gamma_3} \times \\ \times [E_r(r', z_2) \operatorname{cth}(\gamma_3 \Delta z_3) - E_r(r', z_3) \operatorname{csh}(\gamma_3 \Delta z_3)] dr' d\varpi; \quad (12)$$

$$H_{\varphi}(r, z_{2-0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{a2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{r_2} J_1(k_{n2} r) J_1(k_{n2} r') \frac{r'}{\lambda_{n2} \gamma_2} \times \\ \times [E_r(r', z_1) \operatorname{csh}(\gamma_2 \Delta z_2) - E_r(r', z_2) \operatorname{cth}(\gamma_2 \Delta z_2)] dr', \quad (13)$$

где  $k_{n2}$  — собственные значения для волноводной области;  $\lambda_{n2}$  — нормы собственных функций для волноводной области.

Функция  $E_r(r, z_3)$  согласно (3) выражается через  $E_r(r, z_2)$  умножением на  $R_1$ . Тогда в (12) верхний предел в интеграле по  $r'$  может быть заменен на  $r_2$ . Приравнявая после этого (12) и (13) и дифференцируя их по  $r_2$ , получаем:

$$E_r(r, z_2) = \frac{S_4}{S_5 + S_6 / \tilde{\varepsilon}_2} E_r(r, z_1). \quad (14)$$

Здесь  $S_6 = \int_0^{\infty} J_1(\varpi r) J_1(\varpi r') \frac{\varpi \tilde{\varepsilon}_3}{\gamma_3} [\operatorname{cth}(\gamma_3 \Delta z_3) - \operatorname{sch}(\gamma_3 \Delta z_3)] R_1 | d\varpi$ ;

$$S_4 = \sum_{n=1}^{\infty} J_1(k_n r) J_1(k_n r') \frac{\text{sch}(\gamma_2 \Delta z_2)}{\lambda_{n2} \gamma_2}; S_5 = \sum_{n=1}^{\infty} J_1(k_n r) J_1(k_n r') \frac{\text{cth}(\gamma_2 \Delta z_2)}{\lambda_{n2} \gamma_2}.$$

Выражения для магнитной составляющей над и под плоскостью среза центрального стержня имеют вид

$$H_{\varphi}(r, z_{1+0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{a2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{r_1}^{r_2} J_1(k_{n2} r) J_1(k_{n2} r') \frac{r'}{\lambda_{n2} \gamma_2} \times \\ \times [E_r(r', z_1) \text{cth}(\gamma_2 \Delta z_2) - E_r(r', z_2) \text{sch}(\gamma_2 \Delta z_2)] dr'; \quad (15)$$

$$H_{\varphi}(r, z_{1-0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{a1} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{r_1}^{r_2} \frac{\partial}{\partial r} \chi_n(r) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_n(r') \frac{r'}{k_{n1}^2 \lambda_{n1} \gamma_1} \times \\ \times [E_r(r', 0) \text{sch}(\gamma_1 \Delta z_1) - E_r(r', z_1) \text{cth}(\gamma_1 \Delta z_1)] dr', \quad (16)$$

где  $\chi_n(r) = N_0(k_{n1} r_1) J_0(k_{n1} r) - J_0(k_{n1} r_1) N_0(k_{n1} r)$ ,  $n \neq 0$ ;  $k_{n1}$  — собственные значения для коаксиальной области.

Решение для  $n=0$  учитывает ТЕМ-волну в коаксиале. Собственная функция для него построена согласно [3]. Подставив  $E_r(r', z_2)$  в (15) через  $E_r(r', z_1)$ , можно нижний предел интегрирования ограничить  $r_1$ . Приравнявая (15) и (16), получаем выражение для электрического поля в плоскости среза через заданное поле:

$$E_r(r, z_1) = \frac{S_1}{S_2 + S_3/\tilde{\varepsilon}_1} E_r(r, 0), \quad (17)$$

где

$$S_3 = \tilde{\varepsilon}_2 \left( S_5 - \frac{S_4^2}{S_5 - S_6/\tilde{\varepsilon}_2} \right); S_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial}{\partial r} \chi_n(r) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_n(r') \frac{\text{cth}(\gamma_1 \Delta z_1)}{k_{n1}^2 \lambda_{n1} \gamma_1}; \\ S_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial}{\partial r} \chi_n(r) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_n(r') \frac{\text{csh}(\gamma_1 \Delta z_1)}{k_{n1}^2 \lambda_{n1} \gamma_1}.$$

Окончательное распределение магнитного поля в выбранной плоскости имеет вид

$$H_{\varphi}(r, 0) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{a1} \int_{r_1}^{r_2} E_r(r', 0) r' \left[ S_2 - \frac{S_1^2}{S_2 + S_3/\tilde{\varepsilon}_1} \right] dr'. \quad (18)$$

На рис. 3 отражено нормированное распределение поля  $H_\phi$ , рассчитанное с использованием (18) для ряда значений  $z_1$ , при тех же размерах коаксиала, что и выше, и при отсутствии волноводной области. В таблице для каждой кривой представлены значения  $z_1$ , полученное значение эквивалентной емкости и максимальное относительное отклонение амплитуды поля по сравнению с распределением в бесконечном коаксиале.

Изменение расчетного значения емкости показывает зависимость метода заданного поля от того, насколько удачно выбрана область, в которой поле считается известным.

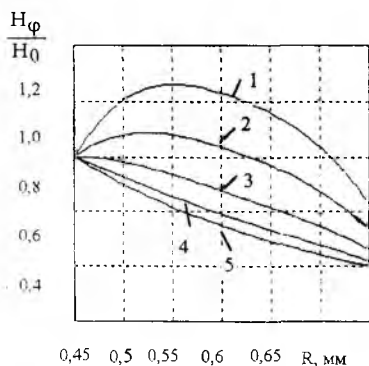


Рис. 3

Но- мер кри- вой	Размер $z_1$ , мм	Эквива- лентная емкость $C_{эвб}$ , пФ	Откло- нение ампли- туды, %
1	0	0,02341	66
2	0,1	0,02343	38
3	0,4	0,02348	18
4	1,5	0,02390	6

Более строгое электродинамическое решение в данном случае учитывает как уменьшение заряда, скапливающегося на центральном стержне, так и увеличение заряда, растекающегося по поверхности экрана. Для рассматриваемой конфигурации датчика, у которого радиус центрального стержня соизмерим с расстоянием до наружного проводника, эти изменения компенсируют друг друга и в сумме не приводят к значительным изменениям эквивалентной емкости. Асимметрия токов уменьшается за счет емкости самого коаксиала, поэтому она обратно пропорциональна расстоянию до сечения заданного поля. Различие распределений магнитного поля и поля в бесконечном коаксиале зависит от глубины расположения плоскости заданного поля и уменьшается с ее увеличением. В целом такой подход позволяет более строго описать реальное распределение полей.

Расчет вносимой емкости для различных вариантов датчиков производился в предположении, что измеряемыми объектами являются кремниевые пластины, имеющие разную степень легирования и, соответствен-

но, разную проводимость. Значение действительной части диэлектрической проницаемости фиксировано ( $\epsilon' = 12$ ), мнимая часть изменяется в широком диапазоне. Толщина пластины считается достаточной для полного поглощения волны, отраженной от задней стенки.

На рис. 4 приведены графики изменения действительной и мнимой частей вносимой емкости для датчика, у которого волноводная область (см. рис. 2) отсутствует и пластина плотно прилегает к поверхности измерителя. Сплошными линиями показаны результаты расчета по методу заданного поля, штриховыми – по электростатическому методу. Действительная часть эквивалентной емкости, рассчитанной по методу заданного поля, при увеличении проводимости ( $\text{tg } \delta > 1$ ) падает, что соответствует закороченному образцу, для которого характер эквивалентной нагрузки меняется от емкостного к индуктивному. Такое поведение отвечает физическим представлениям. Расчет производился для случаев, когда поле задавалось на поверхности экрана и на глубине 1,5 мм. Различия между расчетными данными для этих двух случаев невелико, и в данном масштабе кривые практически совпадают. Тем самым подтверждается правильность выбора размеров коаксиальной линии. Электростатический подход не учитывает изменения знака реактивности нагрузки при приближении свойств образца к металлу, действительная часть емкости остается постоянной. Мнимая часть расчетного значения емкости для волнового и электростатического подходов линейно связана с потерями в образце. Соответствующие графики в полулогарифмических координатах изображаются экспоненциальными функциями и отличаются друг от друга незначительно. На рис. 4 и последующих специально не выделяются графики мнимой и действительной частей, так как их поведение существенно различно и их легко вычленишь, а для наглядности более важно изобразить графики в едином поле.

На рис. 5 представлено изменение емкости датчика, имеющего волноводный участок длиной 0,05 мм. Изменение действительной части и максимум мнимой находятся вблизи значений  $\text{tg } \delta = 1$ . На рис. 6 отражены результаты расчетов для датчика без волноводного участка и для образца, расположенного на 0,03 мм от экрана.

Действительная часть эквивалентной емкости для больших значений проводимости образца определяется расстоянием между торцом центрального стержня и образцом. Расчет производился при условии, что длина волноводного участка больше, чем ширина воздушного зазора, поскольку необходимо оценить эффективность вычислительной процедуры для расчета датчиков сложной конфигурации. Поэтому изменение емкости для случая, отображенного на рис. 6, больше, чем на рис. 5. Однако на практике, с учетом сложностей изготовления прижима, стабильную длину волноводно-

го участка обеспечить проще, чем постоянную ширину зазора. Расчет по электростатическому методу для случая, представленного на рис. 5, производился с учетом последовательной емкости, образованной торцом центрального стержня и образцом.

Результаты расчетов для датчика с волноводной областью и для образца, расположенного на 0,03 мм от экрана, показаны на рис. 7.

Сравнив результаты расчетов, можно сделать вывод о том, что наиболее эффективным является датчик с волноводной областью и с плотным прижимом образца (см. рис. 5). Соприкосновение образца с центральным стержнем исключает возможность измерения для образцов с высокой проводимостью. Наличие воздушного зазора между образцом и датчиком (см. рис. 6, 7) уменьшает чувствительность и усложняет устройство прижима.

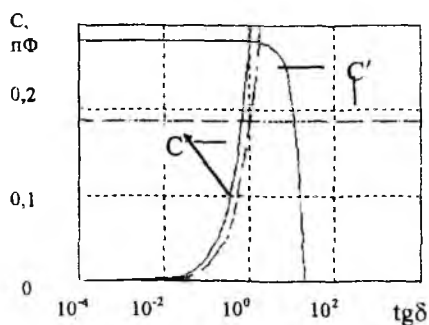


Рис. 4

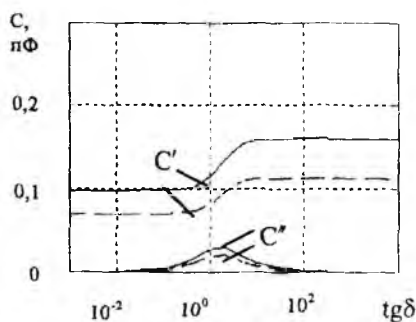


Рис. 5

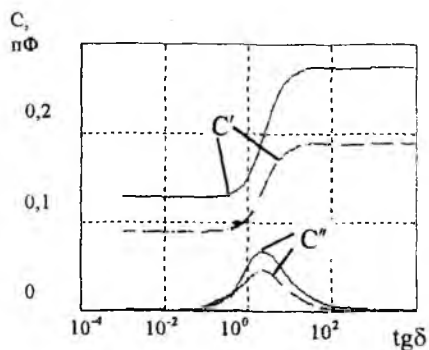


Рис. 6

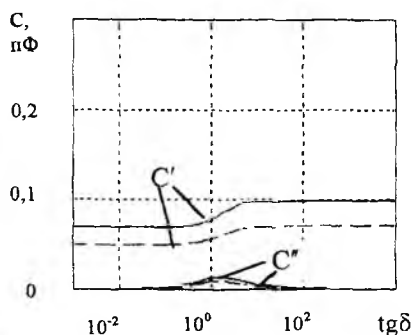


Рис. 7

Расчет изменения резонансной частоты и добротности проведен для коаксиального резонатора, имеющего такие размеры, мм: длина – 35, диаметр – 27,5, диаметр центрального стержня – 3,85, толщина стенки, в которой расположено отверстие связи, – 3. Чтобы исключить трудности численного решения строгой электродинамической задачи для пространства внутри резонатора, его параметры рассчитывались на основании соотношений для длинных линий. Такой подход учитывает основные физические явления и при простоте вычислений дает достаточно точные значения. Резонансная частота ненагруженного резонатора – 1620 МГц, добротность – 820. На рис. 8 показаны графики изменения резонансной частоты и добротности при изменении проводимости однослойного образца, который плотно прилегает к датчику, имеющему волноводную область.

Сплошными и штриховыми линиями обозначены результаты расчета с использованием волнового и электростатического подходов соответственно. Изменение резонансной частоты и минимальные значения добротности находятся в области, где  $\operatorname{tg} \delta$  близок к единице. Изменение добротности резонатора при малых и больших проводимостях образца показывает, что диапазон измерений непосредственно зависит от собственной добротности резонатора.

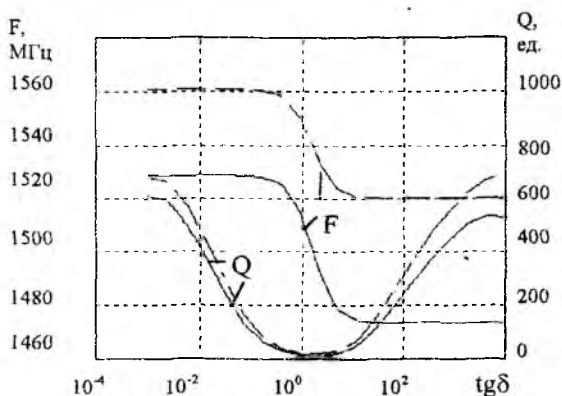


Рис. 8

**Список литературы:** 1. СВЧ-резонаторный метод измерения удельного сопротивления и толщины эпитаксиальных пленок / Г.Н. Данилов, М.В. Детинко, Ю.В. Медведев, А.Д. Свирикина // Электрон. техника. Сер. Электрон. СВЧ. 1982. Вып. 6(342). С. 16 — 19. 2. Панченко Б.В. Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей // Радиотехника. 1970. Вып. 15. С. 82 — 91. 3. Chen-To Tai. Dyadic Green's functions for a coaxial line // IEEE Trans. of Antennas and Propagation. 1983. Vol. Ap-31, N2. P. 355 — 358.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 13.10.98