

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ КАЛИБРОВКИ И ИНФОРМАТИВНОСТИ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ РЕЗОНАТОРНЫХ ДАТЧИКОВ ДЛЯ СВЧ ДИАГНОСТИКИ

ПАНЧЕНКО А.Ю., СЛИПЧЕНКО Н.И.,
БОРОДКИНА А.Н.

С помощью анализа конструкций, физических процессов, аналитической модели и результатов численного эксперимента определяются условия повышения точности расчета параметров и повышения информативности четвертьволновых резонаторных преобразователей с коаксиальной измерительной апертурой. Показывается вклад осевой компоненты электрического поля. Описывается алгоритм вычислений параметров преобразователей со сложной структурой и оцениваются границы его применения.

Введение

Четвертьволновые резонаторные измерительные преобразователи (РИП) обладают рядом достоинств [1]. Они по сравнению с открытыми резонаторами сравнительно хорошо защищены от влияния внешних воздействий, а по сравнению с закрытыми – они позволяют осуществить достаточно простой доступ в рабочую область, в которую помещается исследуемое вещество или образец. Кроме того, уменьшение размеров выходной апертуры РИП позволяет исследовать объекты, которые могут быть существенно меньше длины волны. В частности, такие РИП находят применение в микроволновой микроскопии [2]. При этом сохраняется высокая чувствительность РИП к изменению электрофизических параметров объекта, поскольку электрическая компонента электромагнитного поля (ЭМП) сосредоточена вблизи открытой апертуры, в малой области, которая является рабочей. Таким образом, диэлектрические параметры образца, находящегося в пучности электрического поля, оказывают максимальное влияние. Кроме того, изменение длины РИП позволяет изменять центральную частоту измерений в широком диапазоне. Это дает возможность существенно увеличить объем получаемой информации.

При правильных геометрических формах частичных областей, составляющих конструкцию, такой резонатор допускает теоретическую калибровку, что существенно облегчает процесс проектирования. Однако аналитическая модель такого резонатора крайне гро-

моздка. Численное интегрирование при помощи математических пакетов, основанных на методе конечных элементов, даже на современных компьютерах требует значительных затрат машинного времени. Поэтому получение конечного результата даже при упрощении условий задачи во многих случаях становится невозможным.

Тем не менее, перспективы развития теоретических моделей в целях создания практической методики теоретической калибровки являются актуальной задачей, поскольку круг применений четвертьволновых РИП постоянно расширяется. В частности, такие РИП являются перспективным видом сенсоров для оперативных измерений клинических проб пациентов при диагностике сердечно-сосудистых патологий [3].

Целью данной работы является определение оптимальных путей создания методики теоретической калибровки. Для достижения данной цели в работе представлено решение задачи оценки вкладов физических процессов и адекватности аналитической модели реальным условиям работы четвертьволновых РИП.

1. Анализ конструкций РИП

Вопросы теории СВЧ РИП, методов их анализа неоднократно обсуждались в литературе. В настоящее время они достаточно разработаны и используются для создания датчиков различного назначения [4,5]. Тем не менее, вопросы вычислений параметров сложных, а в ряде случаев и сравнительно простых конструкций РИП остаются открытыми.

Геометрическая схема РИП с возможностью перестройки рабочей частоты схематически показана на рис. 1.

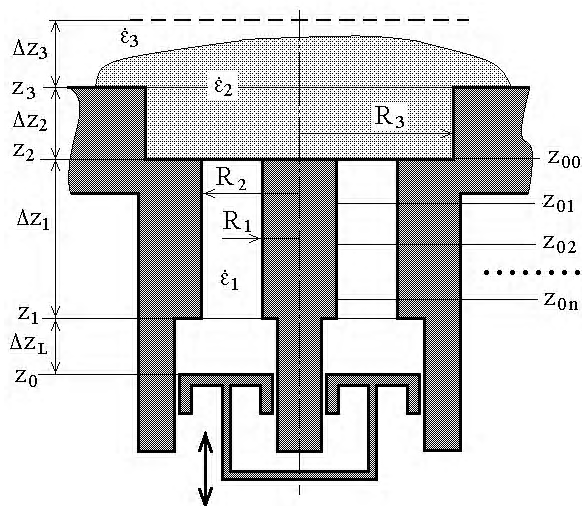


Рис. 1. Геометрическая структура диапазонного четвертьволнового РИП

Исследуемый образец представлен здесь в виде области (ϵ_2 , Δz_2 и частично Δz_3), размещающейся над открытым концом РИП, причем $R_3 \geq R_2$.

Наиболее просто элементы такого РИП выполнить в виде цилиндров. Поэтому нижняя (см. рис.1), индуктивная часть РИП является закороченным отрезком коаксиальной линии, а рабочая область – открытая апертура, представляет собой сечение коаксиала. Образец может быть закорочен сверху металлическим экраном, но может и сообщаться со свободным пространством. Несмотря на сравнительную простоту конструкции, общее число параметров такого РИП и взаимосвязей между ними весьма велико. Изменение радиусов коаксиальной измерительной апертуры (КИА), вариации размеров R_3 и $\Delta z_2 \geq 0$, наличие или отсутствие верхнего и боковых экранов позволяют в широком диапазоне изменять свойства РИП.

2. Анализ теоретических основ РИП

Теория коаксиальных четвертьволновых РИП основана на использовании тензорных функций Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей [6,7].

Так как у четвертьволновых РИП на основном типе колебаний имеется только азимутальная компонента магнитного поля (H_ϕ), а сами РИП состоят из геометрически правильных областей, то H_ϕ в каждой области можно выразить через поперечную функцию Грина [6]. Например, для частичной цилиндрической области, ограниченной сверху и снизу плоскостями, перпендикулярными к оси, поперечная функция Грина для магнитной компоненты ЭМП имеет вид:

$$G_t^M(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_n \sum_m \frac{g_{mn}(z, z')}{\lambda_{mn}^M (k_{mn}^M)^2} \frac{\partial \chi_{mn}(r)}{h_r \partial r} \frac{\partial \chi_{mn}(r')}{h_r \partial r'} \quad (1)$$

где χ – собственные функции радиальных плоскостей области; λ – нормы собственных функций; k – волновые числа собственных функций; h – коэффициенты Ляме; g – осевая составляющая функции Грина.

В общем случае собственные функции являются произведением линейных комбинаций функций Неймана на азимутальные компоненты ($\sin m\phi$, $\cos m\phi$), которые определяют вариации поля по окружности. Для основной моды коаксиального четвертьволнового РИП такие вариации отсутствуют.

В соответствии с перестановочным свойством уравнений Максвелла источником $\vec{j}^M(\vec{r}')$ магнитного поля H_ϕ может быть радиальная компонента электрического поля E_r . В общем виде для магнитного поля имеется следующее выражение [6]:

$$\vec{H}(r, z) = \int_V G_t^M(\vec{r}, \vec{r}', z, z') \vec{j}^M(\vec{r}', z') dv \quad (2)$$

В соответствии со сказанным выше, это выражение упрощается до

$$H_\phi(r, z) = \int_V G_{0t}^M(\vec{r}, \vec{r}') E_r(\vec{r}') dv \quad (3)$$

Соответственно $G_{0t}^M(\vec{r}, \vec{r}')$ здесь будет иметь вид:

$$G_{0t}^M(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_n \frac{g_{0n}(z, z')}{\lambda_{0n}^M (k_{0n}^M)^2} \frac{\partial \chi_{0n}(r)}{\partial r} \frac{\partial \chi_{0n}(r')}{\partial r'} \quad (4)$$

Обозначим радиальную составляющую функции Грина через $\vartheta_{0n}(r, r')$:

$$G_{0t}^M(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_n \vartheta_{0n}(r, r') g_{0n}(z, z') \quad (5)$$

Если в области отсутствуют реальные источники, например, область Δz_2 (см. рис.1), энергия ЭМП проникает через верхнюю и нижнюю границы области. Тогда система источников также упрощается:

$$E_r(\vec{r}') = \begin{cases} -E_r(r, z = z_{\max}) \\ E_r(r, z = z_{\min}) \end{cases} \quad (6)$$

В результате интегрирование по объему области в (2) сводится к интегрированию по радиусу:

$$H_\phi(r, z) = \int_r [G_{0t}^M(r, r', z, z_{\max}) E_r(r', z_{\max}) - G_{0t}^M(r, r', z, z_{\min}) E_r(r', z_{\min})] dr' \quad (7)$$

Согласно граничным условиям ЭМП, компоненты H_ϕ над и под границами равны, что позволяет составить систему уравнений вида:

$$\begin{aligned} & \int_r [G_{0t}^{M(I)}(r, r', z_{\min}^{(I)}, z_{\max}^{(I)}) E_r(r', z_{\max}^{(I)}) - \\ & - G_{0t}^{M(I)}(r, r', z_{\min}^{(I)}, z_{\min}^{(I)}) E_r(r', z_{\min}^{(I)})] dr' = \\ & = \int_r [G_{0t}^{M(II)}(r, r', z_{\max}^{(II)}, z_{\max}^{(II)}) E_r(r', z_{\max}^{(II)}) - \\ & - G_{0t}^{M(II)}(r, r', z_{\max}^{(II)}, z_{\min}^{(II)}) E_r(r', z_{\min}^{(II)})] dr' \quad (8) \end{aligned}$$

Здесь верхними индексами (I) и (II) обозначены верхняя и нижняя области – любые из составляющих конструкцию РИП.

Согласно граничным условиям компоненты E_r над и под границами также равны, т.е. в (6)

$E_r(r', z_{\min}^{(I)}) = E_r(r', z_{\max}^{(II)})$. Если одна из этих областей

крайняя, например, верхняя, то $E_r(r', z_{\max}^{(I)}) = 0$. Поскольку область цилиндрическая, то сечения на верхней и нижней гранях одинаковые, что позволяет объединить интегралы в правой и левой части (8). Тогда для выполнения равенства необходимо, чтобы результирующая подынтегральная функция была равна нулю. Это позволяет выразить $E_r(r', z_{\max}^{(II)})$ через

$E_r(r', z_{\min}^{(II)})$ [8]:

$$E_{\max}^{(II)} = \frac{E_{\min}^{(II)} G_{\min, \min}^{(II)}}{G_{\max, \max}^{(II)} + G_{\min, \min}^{(I)}} \quad (9)$$

Здесь и далее оставлены только варьируемые индексы. Спускаясь к границе между II и III областями, получаем следующее уравнение:

$$\int_r [G_{\min, \max}^{(II)} E_{\max}^{(II)} - G_{\min, \min}^{(II)} E_{\min}^{(II)}] dr' = \int_r [G_{\max, \max}^{(III)} E_{\max}^{(III)} - G_{\min, \max}^{(III)} E_{\min}^{(III)}] dr'. \quad (10)$$

После подстановки в (10) выражения (9) и аналогичной процедуры представления $E_{\max}^{(III)}$ через $E_{\min}^{(III)}$ получаем:

$$E_{\max}^{(III)} = \frac{E_{\min}^{(III)} G_{\min, \max}^{(III)}}{G_{\min, \min}^{(II)} + G_{\max, \max}^{(III)} - \frac{G_{\min, \max}^{(II)} G_{\min, \min}^{(II)}}{G_{\max, \max}^{(II)} + G_{\min, \min}^{(I)}}}. \quad (11)$$

Несложно заметить, что при записи полей на границе между III и IV областями поменяются верхние индексы у все составляющих (11), а функция связи между $E_r(r', z_{\max}^{(II)})$ и $E_r(r', z_{\min}^{(II)})$ займет место $G_{\min, \min}^{(I)}$.

Такая процедура позволяет подойти к области, в которой находится реальный источник, или к участку, на котором поле может иметь очевидное распределение. Как правило, это коаксиальный участок достаточной протяженности, чтобы в нем высшие гармоники поля снизились до минимального уровня [9]. Тогда можно считать, что в этом сечении

$$E_r(r) = U_0 / r, \quad (12)$$

где U_0 – произвольное напряжение.

Это позволит определить источники на всех границах и далее вычислять распределения поля во всех участках РИП.

Можно заметить, что выражение (11) и последующие для вычисления источников на границах будут иметь лестничную структуру, в которой многократно повторяются одни и те же компоненты. Кроме того, если учитывать, что функции G содержат осевую и радиальную компоненты (5), а радиальная компонента $\vartheta_{0n}(r, r')$ для всей частичной области одна и та же, то в конечном выражении содержится много повторяющихся вычислений. Это приводит к тому, что для определения параметров РИП требуются значительные затраты машинного времени, что практически исключает возможность численного интегрирования.

3. Описание алгоритма вычислений

Для решения этой задачи был разработан структурированный алгоритм, в котором, тщательно исключались повторения. Сначала вычислялись компоненты функций G для всех областей, затем вычислялись

сами функции G и функции связи K_n между E_r на границах, затем рассчитывались H_φ и выходные параметры. Поскольку данный тип РИП хорошо структурируется на индуктивную и емкостную часть, которой является КИА с образцом, то для определения метрологических возможностей РИП достаточно определить поведение комплексной емкости КИА – $\dot{C}_a$.

Величину $\dot{C}_a$ можно, как например в [10], определить на основании интегрирования вектора Пойнтинга по апертуре:

$$C'_a + iC''_a = \frac{i2\pi}{\omega U_0^2} \int_{R_1}^{R_2} E_r(r') H_\varphi(r') r' dr'. \quad (13)$$

Укрупненная схема алгоритма представлена на рис.2.

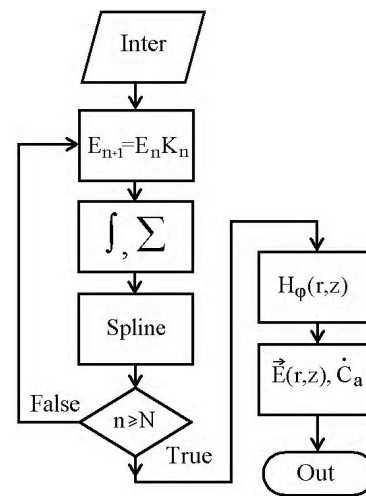


Рис. 2. Структурированный алгоритм вычислений параметров четвертьволнового РИП

В этом алгоритме добавление области в конструкцию РИП прибавляет только вычисление одной K_n . Для ускорения вычислений использовалась сплайн-аппроксимация.

4. Условия задачи численного моделирования

Для анализа свойств РИП и представления возможностей разработанной процедуры вычислений использована модель, у которой исходные параметры выбраны с учетом результатов предшествующих работ [11]. Расчету подлежало распределение компонент ЭМП в рабочей области и емкости КИА при различных вариантах использования приближения заданного поля и изменении рабочей частоты РИП. Поэтому параметры образца не учитывались, считалось $\epsilon'_2 = 1$, $\text{tg}\delta_2 = 0,0001$, $\Delta z_2 = 0$, $\Delta z_3 = \infty$. Рабочая частота $f_0 = 10$ ГГц, $R_2 = 2$ мм, $\epsilon'_1 = 1$, $\text{tg}\delta_1 = 0,001$. Ненулевые потери в первом приближении учитывают потери в стенках коаксиала и в экране и позволяют качественно оценить поведение параметров реальных РИП при реальных образцах. При расчетах варьировались радиус R_1 и положение плоскости заданного поля z_{0n} (см. рис.1).

5. Результаты моделирования и их анализ

Расчетные зависимости распределения магнитной и электрических компонент ЭМП над апертурой при приведенных выше параметрах, положении плоскости заданного поля непосредственно в плоскости экрана и $R_1 = 1$ мм, а $U_0 = 1$ В представлены на рис.3, а,б,в.

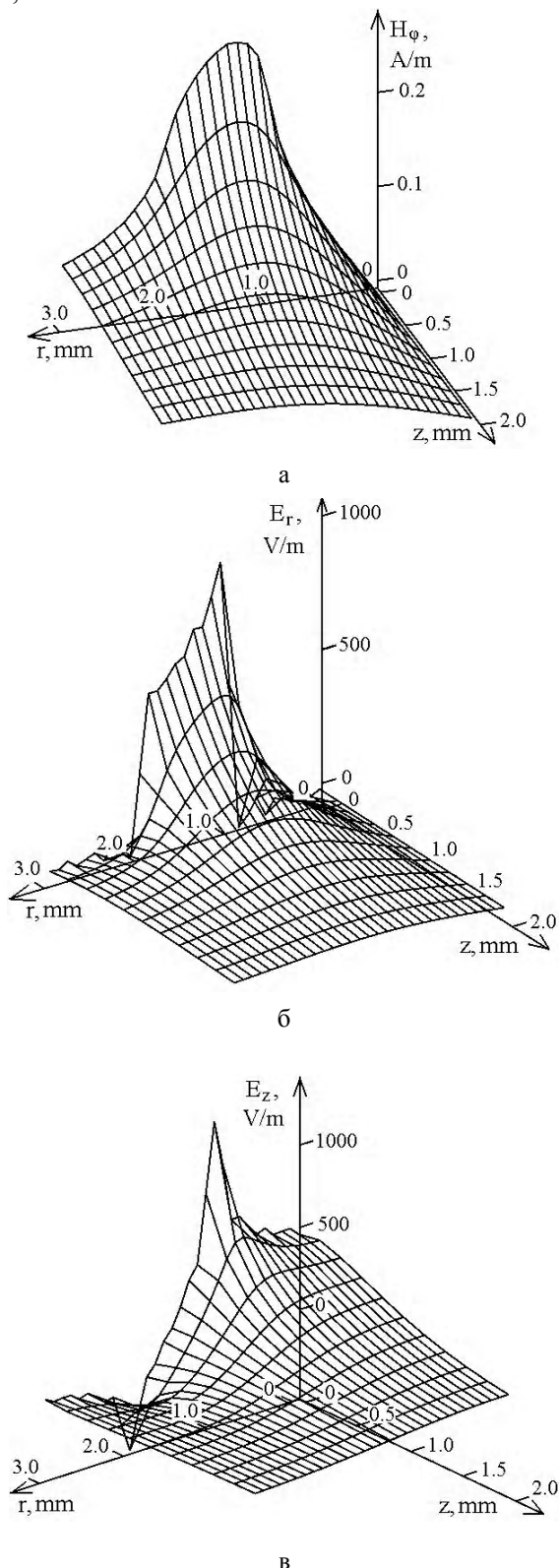


Рис. 3. Модельный расчет распределений компонент ЭМП над апертурой

Электрические компоненты поля рассчитывались с использованием полученного распределения H_ϕ на основании первого уравнения Максвелла.

Как видно, полученное распределение магнитной компоненты ЭМП в плоскости экрана не соответствует распределению r^{-1} . Плавность изменения $\text{Im}(H_\phi(r))$ при $r = R_1$ и $r = R_2$ обусловлена непрерывностью электрического тока на краях аперттуры. Поскольку коаксиальная часть РИП для высших гармоник поля является запредельной, то по мере углубления плоскости заданного поля внутрь РИП ($z_{0n} > 0$) распределение H_ϕ будет приближаться к r^{-1} . При этом его искажения будут меньше влиять на распределение E_r , и приближение заданного поля будет более строгим. Но показать этот процесс в данном масштабе сложно, поэтому на рис.4, а,б представлено поведение магнитной компоненты, рассчитанной в плоскости заданного поля при изменении положения этой плоскости согласно выражению $z_{0n} = 0,5 \cdot n$ мм.

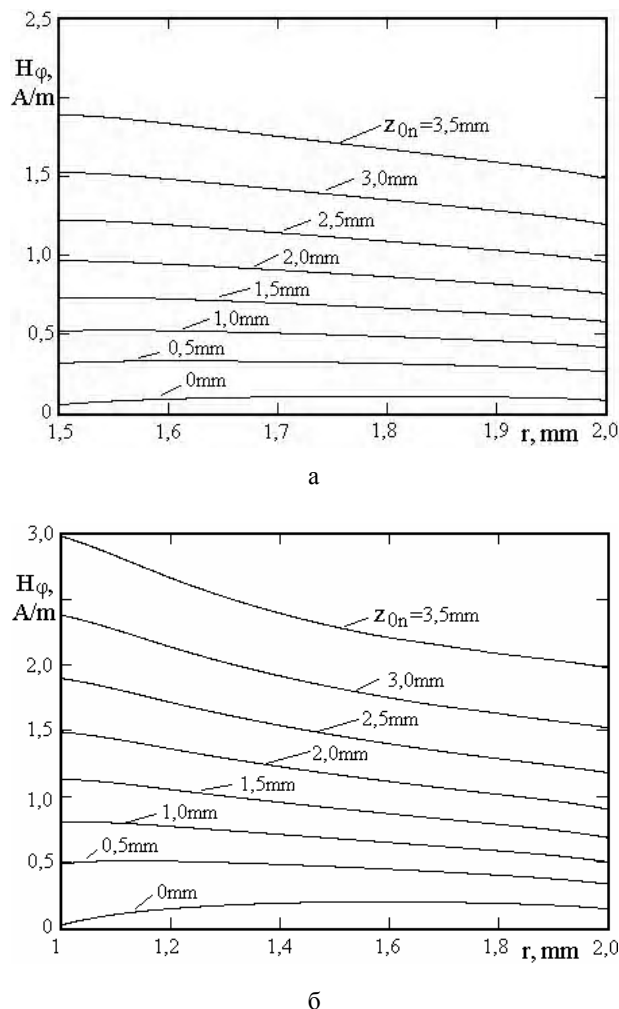


Рис. 4. Распределение магнитной компоненты поля при $R_1 = 1,5$ мм (а); $R_1 = 1$ мм (б)

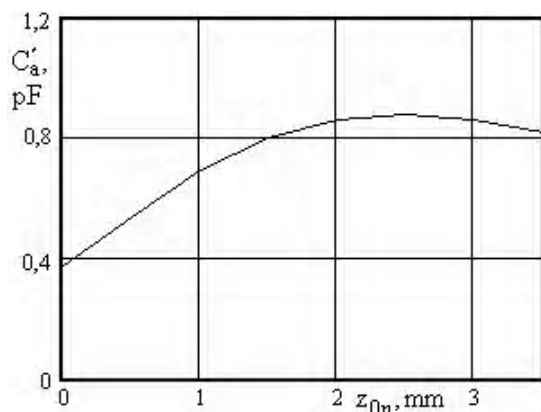
Максимальное углубление плоскости заданного поля выбрано из условия $z_{0,\text{max}} < \lambda/8$.

Увеличение абсолютного значения H_ϕ вызвано уменьшением импеданса при увеличении длины коаксиального участка, поскольку во всех случаях заданное поле было одинаково, согласно (12).

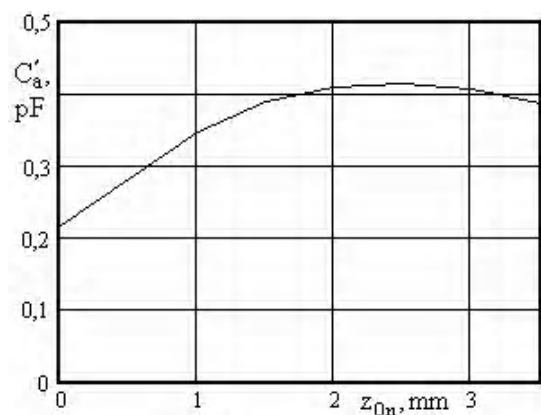
Дальнейший расчет показал существование изменений формы распределения H_ϕ в плоскости экрана при аналогичном изменении положения плоскости заданного поля. Однако это не дает представления о метрологических свойствах метода расчета емкости КИА, поскольку здесь также не учитываются высшие гармоники поля в плоскости z_{0n} . Можно лишь отметить, что рост площади, заключенной под кривой $H_\phi(z_{0n}, r)$, при малых z_{0n} более быстрый (см. рис. 4 а, б).

На основании полученных распределений $H_\phi(z_{0n}, r)$ согласно (13) был проведен расчет емкости КИА. Для сравнения, рассчитанные значения емкости в плоскостях заданного поля были пересчитаны к плоскости апертуры. При этом пересчете использовались известные соотношения для одномодового режима длинных линий.

Пересчитанные значения реальной части емкости КИА приведены на рис. 5, а, б.



а



б

Рис. 5. Расчетные емкости КИА от глубины погружения плоскости заданного поля при $R_1 = 1,5$ мм (а),

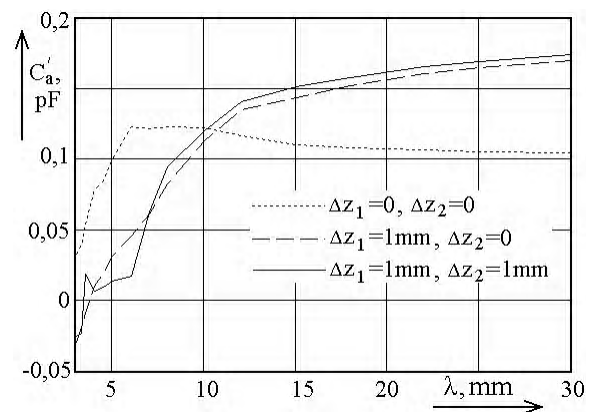
$R_1 = 1$ мм (б)

Меньшие значения расчетных значений C'_a при $z_{0n} < 2,5$ мм соответствуют поведению H_ϕ на графиках рис. 4, а, б. Отмеченное выше уменьшение роста площади под графиками H_ϕ обуславливает более быстрый рост проводимости на начальном участке. Но основной вклад вносит осевая компонента E_z . Электрическая емкость устройства определяется общим электрическим полем, а в расчетах емкости КИА (13) учитывается только E_r . Поэтому такой расчет не может быть корректным. Более того, при любом изменении радиусов отдельных областей РИП необходимо учитывать это обстоятельство.

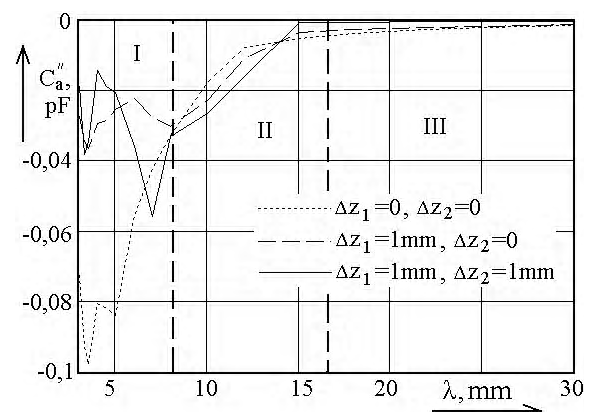
Некоторое снижение расчетных значений C'_a при $z_{0n} > 2,5$ мм, вероятно, обусловлено методом пересчета емкости КИА, при котором учитывалась только основная мода. Но это предположение потребует дополнительного анализа, чтобы выявить физические механизмы такого снижения, если они существуют.

6. Оценка границ применимости метода

На рис. 6, а, б представлены расчетные значения C'_a и C''_a в зависимости от длины волны при $R_1 = 1$ мм.



а



б

Рис. 6. Расчетные значения C'_a КИА

При увеличении длины волны расчетные значения емкости асимптотически стремятся к постоянным значениям, (рис. 6, а, область III рис. 6, б). При уменьше-

нии λ увеличиваются потери на излучение, что вызывает рост $|C_a''|$ (область II рис.6, б). Далее искажения поля становятся настолько значительны, что данный алгоритм не дает адекватного представления о процессах (область I рис.6, б).

Выводы

Представленный в данной работе алгоритм позволяет создавать эффективные численные процедуры, которые кроме конечных результатов позволяют на каждом этапе определить вклад физических факторов и механизмов.

Приближение заданного поля при соответствующей доработке и учете вклада E_z может быть эффективным инструментом создания практической методики теоретической калибровки. Эффективной является замена реальных параметров РИП параметрами эквивалентных сосредоточенных элементов. В частности, это относится к эквивалентной емкости КИА. Но при этом необходимо будет учесть ее частотные свойства, а учет влияния гармоник потребует аналогичного анализа индуктивной части РИП. Для малых КИА существенно упростить эту задачу позволит использование численных аппроксимаций. Данная задача при современном уровне развития вычислительной техники вполне осуществима.

Отдельное внимание следует уделить конструкции РИП. В нем должен существовать участок, поле в котором с достаточной степенью точности соответствует заданному.

Литература: 1. Гордиенко Ю. Е. Свойства четвертьволнового коаксиального СВЧ измерительного преобразователя для диагностики материалов / Ю.Е. Гордиенко, В.В. Петров, Д.А.Полетаев // Радиотехника. 2008. № 154. С. 61 – 66. 2. Гордиенко Ю.Е. Резонансные измерительные преобразователи в диагностике микрослоистых структур / Ю.Е. Гордиенко // Радиотехника. 1996. Вып. 100. С. 253-266. 3. Висоцька О.В. Оцінка функціонального стану бета-адренорецепторів еритроцитів людини при артеріальній гіпертензії методом КВЧ-діелектрометрії / О.В. Висоцька, К.А. Архипова, П.С. Красов, А.П. Порван, А.І. Фісун // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. 2009. №6/7. С 17-21. 4. Gordienko, Yu. Ye., Petrov, V. V., Fadi

Mokhammad Khammud .Assessment of the microwave ovens numerical and analytical models the resonator of sensors with a coaxial measuring aperture. Radiotekhnika. 1998. No 140. P. 156-162. 5. Гордиенко Ю.Е. Теоретический анализ резонаторного СВЧ измерительного преобразователя тороидального типа / Ю.Е. Гордиенко, А.Ю. Панченко, А.А. Рябухин. // Радиотехника. 2000. Вып. 113. С. 174-179. 6. Панченко Б.А. Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей / Б.А. Панченко. // Радиотехника. 1970. Вып. 15. С. 82–91. 7. Tai C.T. Dyadic Green's functions for a coaxial line / C. T. Tai. // IEEE Trans. of Antennas and Propagation. 1983. Vol. 48, N 2. P. 355–358. 8. Гордиенко Ю.Е. Оценка влияния параметров конструкции на информационную способность резонаторных датчиков для измерения диэлектрической проницаемости / Ю.Е. Гордиенко, А.Ю. Панченко, А.А. Рябухин // Радиотехника. 2001. Вып. 120. С. 162-165. 9. Гордиенко Ю.Е. Приближение заданного поля в задачах определения характеристик резонаторных СВЧ-датчиков апертурного типа / Ю.Е. Гордиенко, А.Ю. Панченко, Фар Раафаль Саид // Радиотехника. 1998. Вып. 106-107. С. 93-103. 10. Панченко А.Ю. Моделирование СВЧ-измерителя параметров веществ резонаторного типа с малой апертурой / А.Ю. Панченко. // Радиотехника. 1998. Вып. 108. С.118-121. 11. Бородкина А.Н. Сравнение результатов численного моделирования систем помещения образцов в СВЧ резонаторных датчиках с коаксиальной измерительной апертурой / А.Н. Бородкина, Н.И. Слипченко // Радиотехника. 2013. Вып. 175. С. 89 – 96.

Поступила в редколлегию 23.04.2014

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Лучанинов А.И.

Панченко Александр Юрьевич, д-р физ.-мат. наук, проф. кафедры проектирования и эксплуатации радиоэлектронных устройств ХНУРЭ. Научные интересы: радиофизика, дистанционные методы измерений, акустика, неразрушающий контроль. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел.: (057) 7021-494.

Слипченко Николай Иванович, д-р физ.-мат. наук, проф., проректор по научной работе ХНУРЭ. Научные интересы: микроволновая микроскопия, микро- и оптоэлектроника, СВЧ-гигрометрия, приборостроение. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел.: (057) 7021-013.

Бородкина Анна Николаевна, аспирантка каф. микроэлектронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: биофизика, радиофизика, СВЧ методы измерений, неразрушающий контроль. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел.: (057) 7021-362.