

ЛЮ ЧАН, PhD, И.Н. БОНДАРЕНКО, д-р физ.-мат. наук,  
А.Ю. ПАНЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук, Н.И. СЛИПЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук

## ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ СЕНСОР ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВОДЫ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

### Введение

Состояние биообъекта характеризуется распределением свободной воды и воды, связанной с его макромолекулами [1]. Молекула воды обладает малой массой (18 а.е.м.) и значительным дипольным моментом ( $p=1,84 \text{ Д}$ ). В свободном состоянии молекулы имеют высокую частоту релаксации ( $f_r$  воды около 10 ГГц), а вода при  $f < f_r$  имеет высокое значение диэлектрической проницаемости. В связанном состоянии ее электрофизические свойства зависят от свойств макромолекулы, в которую она встроена [2]. Поэтому электродинамические средства измерений, особенно работающие в СВЧ диапазоне, позволяют получить значительное количество информации для оценки распределения свободной и связанной воды.

Проблемы при создании СВЧ измерителей возникают по двум причинам. Первая обусловлена косвенным характером связи между интересующими свойствами вещества и его электрофизическими параметрами. Во многих случаях эта часть задачи не имеет корректного решения. К электрофизическим параметрам относятся реальная  $\epsilon'$  и мнимая  $\epsilon''$  части комплексного значения диэлектрической проницаемости  $\tilde{\epsilon}$ . Исследуемое вещество может характеризоваться более чем двумя параметрами. Тем не менее, СВЧ методы контроля обладают рядом преимуществ. К ним относятся неинвазивность при исследовании биологических объектов *in vivo*, скорость измерений, возможность их проведения вне оборудованных лабораторий. С их помощью, с известной степенью достоверности, можно проследивать изменения в объекте на протяжении всего периода трансформации. Это делает задачу адаптации СВЧ сенсоров для исследования биообъектов актуальной.

Вторая проблема заключается в сложности и громоздкости решения электродинамической части задачи. Наиболее простым решением является использование численных методов, которые реализованы современными программными средствами. Эти методы дают наглядное представление о распределении компонент электромагнитного поля и численные значения параметров для конкретной конструкции сенсора. Однако проследить зависимости, выяснить взаимосвязи с их помощью затруднительно. Требуются многократные повторения вычислений с эвристическим определением тенденций. Поэтому аналитические методы, результатом которых являются, возможно, громоздкие, но читаемые формулы, в этом случае предпочтительнее.

Цель работы – поиск и обоснование на качественном уровне типа сенсора, оптимального для слежения за быстрыми трансформациями биообъектов. При этом необходимо решить задачу оптимизации конструкции так, чтобы она имела широкую область применения, и можно было составить его строгую математическую модель [3]. Это обеспечит возможность количественного определения основных параметров уже на этапе предварительных расчетов.

### Выбор типа измерителя

СВЧ измерители находят все более широкое применение в различных областях [4 – 6]. Современный уровень развития полупроводниковой электроники СВЧ диапазона делает создание таких измерителей экономически целесообразным. Усложняются конструкции сенсоров [7 – 9], уточняются методы их описания [10 – 12].

Наиболее важным является выбор метода СВЧ измерений и типа первичного преобразователя – сенсора. Традиционно в СВЧ измерителях используются два метода: волноводный и резонаторный. Волноводные методы позволяют работать в некотором диапазоне частот. Но их чувствительность ниже, чем у резонаторных. Высокая чувствительность и возможность

перестройки рабочей частоты в широких пределах сочетаются в четвертьволновом резонаторном измерителе (ЧРИ). Не менее важно и то, что у данного типа резонатора пучность электрического поля частично располагается вне основного резонирующего объема. Это обеспечивает возможность сделать процедуру смены образцов сравнительно простой.

Возможность перестройки рабочей частоты увеличивает объем первичной информации, что способствует повышению достоверности косвенных измерений [4, 5, 13, 14]. В данном случае это может иметь принципиальное значение. Максимальная величина диэлектрических потерь свободной воды лежит вблизи частоты релаксации (10 ГГц). Молекулы биовеществ обладают существенно большей массой чем, молекула воды. Связь воды с макромолекулами биовеществ приведет к снижению реальной части диэлектрической проницаемости и к снижению частоты релаксации. Поэтому при оценке соотношения свободной и связанной воды важным информативным параметром будет частотный ход изменения  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  в области частот  $f < f_r$ .

Таким образом, можно считать, что наиболее предпочтительным является резонансный метод с использованием ЧРИ с сенсором в виде открытой коаксиальной апертуры [15 – 17]. Ее размеры могут быть существенно меньше длины волны [13, 18, 19]. Вблизи апертуры ЧР формируется пучность электрического поля, размер которой соответствует ее размеру. Это позволяет исследовать объекты, вплоть до наноразмерных [7, 14, 20]. Кроме того, апертура ЧР допускает определенные изменения формы. Такая возможность позволит создать граничные условия, упрощающие решение задачи определения передаточной характеристики сенсора.

### Выбор геометрической схемы сенсора

Геометрическая схема коаксиального апертурного сенсора должна удовлетворять ряду условий. Критериями являются возможность аналитического представления параметров сенсора, возможность перестройки рабочей частоты, простота смены образцов.

Четвертьволновые резонаторы выполняются, как правило, в виде отрезков коаксиальных линий. Поэтому рабочая область сенсора также должна иметь аксиально симметричную форму. Основная мода колебаний в ЧРИ получается трансформацией ТЕМ волны коаксиальной линии вблизи открытого конца. Поэтому в ЧРИ имеется азимутальная компонента магнитного поля  $H_\phi$ , радиальная  $E_r$  и осевая  $E_z$  компоненты электрического поля. Один из возможных вариантов сенсора представлен на рис. 1.

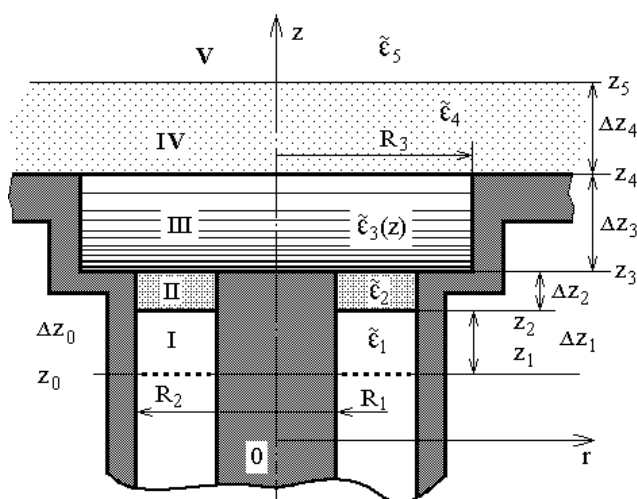


Рис. 1. Схема коаксиального апертурного сенсора

Рабочая область (III) представляет собой кювету ( $\Delta z_3, R_3$ ), продолжающую наружный проводник коаксиальной линии. Внизу она ограничена диэлектрической вставкой II, сверху выходит на плоский экран и может быть открыта. Это позволит создать полностью контролируемые и повторяемые условия при исследовании жидкостей. В то же время она обеспечит к ним доступ в момент измерений. При внешнем воздействии будет послонное изменение свойств жидкости вдоль оси. Это позволит строго подойти к решению электродинамической задачи определения передаточной характеристики.

Для исследования иных биообъектов, особенно *in vivo*, оптимальным сенсором будет открытая апертура в плоском экране. Как будет показано ниже, данный сенсор и представленная схема решения электродинамической задачи позволит дать адекватное описание в обоих случаях.

### Решение электродинамической задачи и обоснование упрощений

При наличии математической модели трансформации свойств жидкости данная схема сенсора позволит строго подойти к решению задачи определения связи между свойствами образца и выходными параметрами ЧРИ – резонансной частотой и добротностью. Но в этой работе ограничимся анализом электродинамической части.

Строгое математическое представление компонент ЭМП во всем объеме ЧРИ можно получить на основании известных тензорных функций Грина  $\Gamma^{E,M}(\vec{r}, \vec{r}')$  уравнений Максвелла для цилиндрических областей [21, 22]. Поскольку в ЧРИ имеется только одна компонента магнитного поля, то наиболее просто решение записать для нее.

Общее выражение имеет вид

$$\vec{H}(\vec{r}, z) = \int_V \Gamma^M(\vec{r}, \vec{r}') \vec{j}^M(\vec{r}') dV. \quad (1)$$

При одной компоненте магнитного поля,  $H_\phi$  связана только с одной составляющей источника  $j_\phi^M$ . Поскольку ЭМП в данной конструкции проникает только через плоскости поперечного сечения, то магнитные токи  $j_\phi^M$  выражаются через  $E_r$  на этих плоскостях:

$$j_\phi^M = -[\vec{n}_o \vec{E}] = \begin{cases} -E_r(r, z = z_{i+1}) \\ E_r(r, z = z_i) \end{cases}, \quad (2)$$

где  $z_{i+1}$ ,  $z_i$  – положение плоскостей, ограничивающие  $i$ -ю область;  $\vec{n}_o$  – внутренняя нормаль к плоскости.

Для  $H_\phi(\vec{r}, z)$  из девяти компонент тензора функции Грина достаточно одной поперечной. При отсутствии вариаций по азимуту  $\Gamma^M(\vec{r}, \vec{r}')$  упрощается до

$$G_{\phi\phi, n}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{\lambda_n k_n^2} \frac{\partial}{\partial r} \chi_n(r) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_n(r') g_n(z, z'), \quad (3)$$

где  $\chi_n(r)$  – собственные функции;  $\lambda_n$  – нормы собственных функций;  $k_n$  – собственные числа;  $g_n$  – осевая компонента функции Грина.

Для коаксиальной (индуктивной) части резонатора (I, II на рис.1) собственные функции  $\chi_n(r)$  являются линейными комбинациями функций Бесселя-Неймана вида

$$\chi_n^I(r, R) = N_0(k_n^I r) J_0(k_n^I R) - J_0(k_n^I r) N_0(k_n^I R), \quad (4)$$

где  $R$  – граница области ( $R_1$  или  $R_2$  на рис.1); верхний индекс – номер области на рис.1.

Собственные числа  $k_n^I$  находятся решением уравнения:

$$N_0(k_n^I R_2) J_0(k_n^I R_1) - J_0(k_n^I R_2) N_0(k_n^I R_1) = 0. \quad (5)$$

Для цилиндрической области функция Неймана в решениях должна быть исключена, поскольку  $|N_m(0)| \rightarrow \infty$ . Тогда

$$\chi_n^{III}(r) = J_0(k_n^{III} r), \quad (6)$$

где  $k_n^{III}$  – корни уравнения  $J_0(k_n^{III} R_3) = 0$ .

Если область не ограничена ( $R_3 \rightarrow \infty$ ) ряд  $k_n$  становится непрерывным:  $0 \leq \kappa < \infty$ , а норма равна  $2\pi\kappa^{-1}$ .

Для осевых составляющих функций Грина вид  $g_n(z, z')$  в общем случае имеет вид

$$g_n(z, z') = \frac{1}{\gamma_i \operatorname{sh} \gamma_i \Delta z_i} \begin{cases} \operatorname{ch} \gamma_i (z - z_i) \operatorname{ch} \gamma_i (z_{i+1} - z'), & z < z' \\ \operatorname{ch} \gamma_i (z' - z_i) \operatorname{ch} \gamma_i (z_{i+1} - z), & z > z' \end{cases} \quad (7)$$

где  $\gamma_i$  – продольные постоянные распространения;  $\tilde{\epsilon}_i$  – комплексная диэлектрическая проницаемость материала  $i$ -й области;  $k_0$  – волновое число в свободном пространстве.

Для ограниченной  $i$ -й области:  $\gamma_{i,n} = \sqrt{k_n^2 - \tilde{\epsilon}_i k_0^2}$ . Для неограниченной области используется  $\kappa$ .

Представленные выражения позволят определить поле  $H_\varphi(z, r)$  во всем ЧРИ. Для этого необходимо разделить весь объем преобразователя на однородные участки. В данной геометрической схеме границами будут плоскости  $z = \text{const}$ . На основании граничных условий для источников  $E_r(r, z_i + 0) = E_r(r, z_i - 0)$ , и полей  $H_\varphi(r, z_i + 0) = H_\varphi(r, z_i - 0)$  над и под границей можно составить строгую систему уравнений для ЭМП во всем преобразователе. Это позволит строго определить все его характеристики. Однако это крайне сложный путь, а конечные выражения будут недопустимо громоздкими. Учитывая ограниченный объем статьи, здесь представим только свойства сенсора на качественном уровне.

Наибольший интерес представляет рабочая область. Ее электрофизические свойства в процессе трансформации можно представить как свойства многослойного диэлектрика. Выражение для  $H_\varphi$  в  $i$ -м слое цилиндрической области при заданных  $\tilde{\epsilon}_i$  и  $\Delta z_i$  имеет вид

$$H_\varphi(r, z) = -j\omega\epsilon_0 \tilde{\epsilon}_i \int_0^{R_3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(k_n^{III} r) J_1(k_n^{III} r') r'}{\lambda_n^{III} \gamma_{i,n}} \times \\ \times \left[ \frac{\operatorname{ch}[\gamma_i(z_{i+1} - z)]}{\operatorname{sh}(\gamma_i \Delta z_i)} E_r(r', z_i) - \frac{\operatorname{ch}[\gamma_i(z - z_i)]}{\operatorname{sh}(\gamma_i \Delta z_i)} E_r(r', z_{i+1}) \right] dr', \quad (8)$$

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума.

В каждой области регулярного волновода собственные числа, нормы и собственные функции одинаковы. Поэтому подынтегральные выражения для  $H_\varphi(r, z_i + 0)$  и  $H_\varphi(r, z_{i+1} - 0)$  позволяют получить коэффициенты связи между  $E_r(r', z_{i+1})$  и  $E_r(r', z_i)$  в виде «лестничной» структуры:

$$K_i = \operatorname{csh}(\gamma_i \Delta z_i) \left\{ \operatorname{cth}(\gamma_i \Delta z_i) + \frac{\dot{\epsilon}_{i+1} \gamma_i}{\dot{\epsilon}_i \gamma_{i+1}} \left[ \operatorname{cth}(\gamma_{i+1} \Delta z_{i+1}) - \frac{\operatorname{csh}^3(\gamma_{i+1} \Delta z_{i+1})}{K_{i+1}} \right] \right\}^{-1}. \quad (9)$$

Далее будем считать, что  $\tilde{\epsilon}_i$  образца имеет два значения, одно – в случае связанной воды, другое – в случае свободной. Границу между этими состояниями будем считать резкой.

На практике используются малые апертуры ( $R_2 \ll \lambda$ ). В этом случае достаточно точно определить характеристики сенсора можно на основании приближения заданного поля (ПЗП) в плоскости  $z_1$ . При  $R_2 \ll \lambda$  высшие гармоники быстро затухают, и можно считать, что  $E_r = U_0 r^{-1}$ , где напряжение  $U_0$  связано с напряжением  $U_a$  между проводниками, образующими линию, как  $U_0 = U_a / \ln(R_2 / R_1)$ . Далее, как показано в [23, 24], составляются инте-

гральные уравнения для  $E_r$  в плоскостях  $z_3$  и  $z_4$ . Этот путь завершается вычислением комплексного значения эквивалентной емкости сенсора  $\tilde{C}$  в плоскости  $z_1$ . Его определяют на основании интеграла от комплексного значения вектора Пойнтинга по сечению  $z_1$  [25]:

$$\tilde{P}(z_1) = 2\pi \int_{R_1}^{R_2} \tilde{E}_r(z_1, r') \tilde{H}_\varphi(z_1, r') r' dr'. \quad (10)$$

При  $E_r(z_1, r) = U_0 r'^{-1}$  это выражение упрощается до

$$\tilde{C}_1 = \frac{-i4\pi}{\omega U_0 \ln^2(R_2/R_1)} \int_{R_1}^{R_2} \tilde{H}_\varphi(z_1, r') dr'. \quad (11)$$

При внесении в рабочую область исследуемого вещества изменение резонансной частоты и добротности преобразователя достаточно точно определяют изменение  $\tilde{C}_1$ .

Однако и этот путь весьма сложный, поскольку требует решения интегральных уравнений. В [20] показано, что распределение  $E_r$  в плоскости открытого экрана незначительно отличается от  $E_r = U_0 r^{-1}$ , и для оценочных расчетов при  $R_3 > (1 \dots 1,5)R_2$  также можно использовать это приближение. В осевом направлении интенсивность компонент ЭМП апертуры быстро затухает, и на расстоянии  $z > (1 \dots 1,5)R_2$  можно считать их равными нулю. Это позволит упростить выражения для распределений  $H_\varphi(z, r)$ ,  $E_r(z, r)$  и  $E_z(z, r)$  до сумм по волновым числам. При однородном веществе в рабочей области имеем:

$$H_\varphi(r, z) = -j\omega\epsilon_0 \tilde{\epsilon}_3 U_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(k_n^{III} r) (J_0(k_n^{III} R_1) - J_0(k_n^{III} R_2)) \operatorname{ch}[\gamma_{3,n}(z_4 - z)]}{k_n^{III} \gamma_{3,n} \lambda_n^{III} \operatorname{sh}(\gamma_{3,n} \Delta z_3)}, \quad (12)$$

$$E_r(r, z) = -U_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(k_n^{III} r) (J_0(k_n^{III} R_1) - J_0(k_n^{III} R_2)) \operatorname{sh}[\gamma_{3,n}(z_4 - z)]}{k_n^{III} \lambda_n^{III} \operatorname{sh}(\gamma_{3,n} \Delta z_3)}, \quad (13)$$

$$E_z(r, z) = U_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(k_n^{III} r) (J_0(k_n^{III} R_1) - J_0(k_n^{III} R_2)) \operatorname{ch}[\gamma_{3,n}(z_4 - z)]}{\gamma_{3,n} \lambda_n^{III} \operatorname{sh}(\gamma_{3,n} \Delta z_3)}. \quad (14)$$

Распределение  $H_\varphi(r, z_3)$  совместно с  $E_r(r, z_3) = U_0 r^{-1}$  и с учетом коэффициента связи  $K_2$  для двухслойного образца позволит вычислить комплексное значение эквивалентной емкости сенсора  $\tilde{C}$ .

### Анализ результатов

Высшую рабочую частоту целесообразно взять равной частоте релаксации воды. Внешний размер апертуры должен быть меньше  $\lambda/2$  с учетом свойств образца. При большем размере в подводящей линии могут распространяться высшие гармоники и возрастают потери на излучение [26]. Для расчетов выберем  $R_2 = 2$  мм. Из условия максимального проникновения поля в образец, согласно [20], выберем  $R_1 = 1$  мм. Размеры кюветы  $R_3 = 4$  мм,  $\Delta z_3 = 2,5$  мм, напряжение  $U_0 = 1$  В, рабочая частота  $\omega = 2\pi \cdot 10^{10}$  Гц, диэлектрическая проницаемость исследуемого образца  $\tilde{\epsilon} = 3(1 - i0,1)$ .

На рис. 2, а, б, в представлены распределения магнитной компоненты ЭМП –  $H_{\varphi}(r, z)$  и компонент электрического поля, радиальной  $E_r(r, z)$  и осевой  $E_z(r, z)$ .

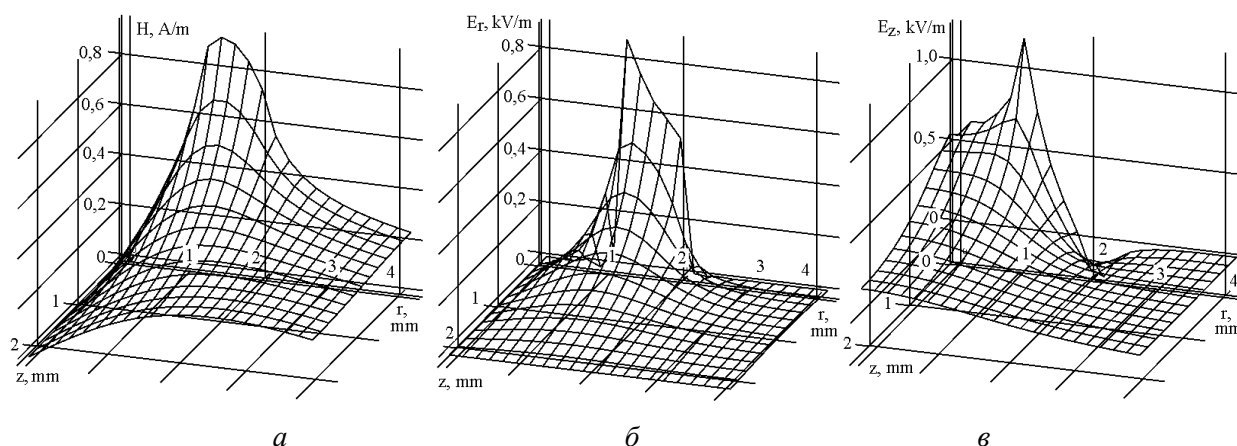


Рис. 2. Компоненты ЭМП в рабочей области сенсора

Как показывают расчеты, основная энергия ЭМП сосредоточена в области, прилегающей к апертуре. И уже при выбранном размере кюветы ( $R_3 = 2R_2$ ) эти распределения незначительно отличаются от распределения в свободном пространстве [20]. Структура осевой компоненты  $E_z(z, r = 0)$  позволяет сказать, что результат внешнего воздействия на образец со стороны противоположной экрану можно будет оценить уже на расстоянии 0,8–1 внешнего радиуса апертуры. Поскольку размеры эффективной области взаимодействия соответствуют размерам апертур, то размер пробы будет ограничиваться только свойствами самого биологического материала.

Для оценки изменений емкости апертуры  $\tilde{C}$  выберем  $\tilde{\epsilon}_s$  образцов при связанной воде  $\tilde{\epsilon}_s = 3(1 - i0,01)$ , при свободной –  $\tilde{\epsilon}_u = 10(1 - i0,03)$ . Будем считать, что внешнее воздействие может как связывать воду, так и освобождать ее. Поэтому ближний к апертуре участок может иметь  $\tilde{\epsilon}_n$  большую, чем дальний  $\tilde{\epsilon}_f$ , но может и наоборот. В процессе воздействия положение границы между участками  $z_b$  будет меняться. Поскольку распределения компонент ЭМП (рис. 2) незначительно отличаются от распределений над открытой апертурой в плоском экране [20], то расчет  $\tilde{C}$  проведем для случая  $R_3 \rightarrow \infty$ . Это позволит распространить результаты на сенсор для измерений образцов *in vivo*, упростить процесс вычислений и без дополнительных обоснований выбрать произвольное расстояние от апертуры до границы раздела  $z_b$ . Результаты расчета действительной и мнимой частей  $\tilde{C}$  для тех же значений  $R_1$ ,  $R_2$  и  $\omega$  при изменении положения  $z_b$  и обоих вариантов  $|\tilde{\epsilon}_n| > |\tilde{\epsilon}_f|$  и  $|\tilde{\epsilon}_n| < |\tilde{\epsilon}_f|$  представлены на рис. 3, а, б.

На рис. 3, а при  $|\tilde{\epsilon}_n| > |\tilde{\epsilon}_f|$  и соответственно более короткой  $\lambda_n$  в слое прилежащем к апертуре, наблюдаются резонансные явления обусловленные отражением от границы. Как видно из рис. 3, б крутизна передаточной функции сенсора будет разной при изменении соотношения между величинами  $|\tilde{\epsilon}_n|$  и  $|\tilde{\epsilon}_f|$ .

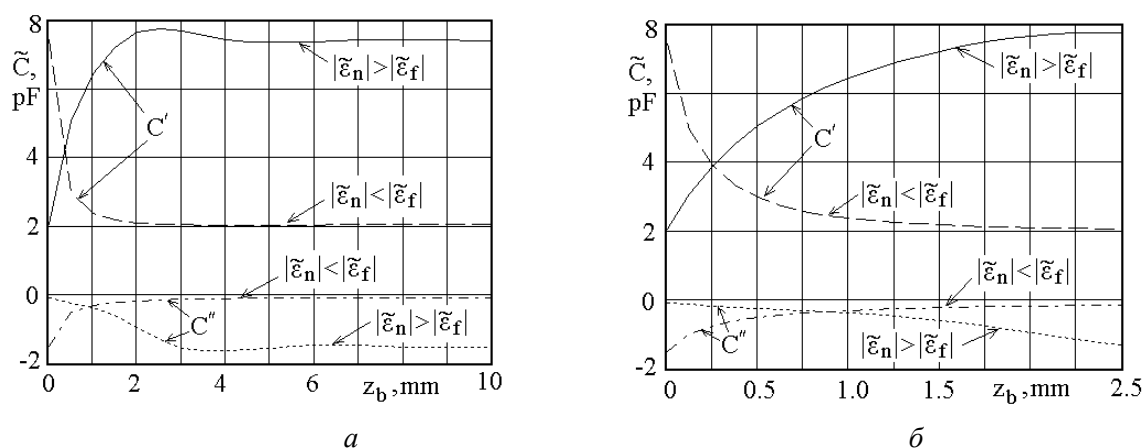


Рис. 3. Значения действительной и мнимой частей емкости апертуры

## Выводы

К наиболее общим выводам относится подтверждение того, что аналитические методы предоставляют эффективный инструментарий для исследования сложных электродинамических систем. Кроме численного расчета на финальном этапе возможен и качественный анализ по составляющим конечных выражений, хотя его изложение будет объемным. Конечные выражения, даже с учетом упрощений, позволяют на ранних этапах проектирования определить основные параметры конкретных конструкций.

Выбранная схема сенсора не требует проб большого объема, позволяет воздействовать на испытуемый объект в процессе измерений, обеспечивает при этом повторяемость и определенность их условий, допускает принципиальную возможность поведения всех этапов теоретической градуировки. Представленное теоретическое описание актуально для случая исследования биологических жидкостей и для исследования биообъектов *in vivo*.

Следует отметить, что этот сенсор может работать в широком диапазоне частот, от частоты релаксации свободной воды до, практически, нулевой. Причем, как показали расчеты, распределение компонент ЭМП в рабочей области меняется не более чем на 10 %. Поскольку важным информативным параметром при измерении соотношения свободной и связанной воды является частотный ход  $\tilde{\epsilon}$  исследуемой пробы, то выбранная схема сенсора имеет перспективы для практического воплощения.

## Список литературы:

1. Щеголева Т.Ю. Гидратное окружение и структура макромолекул // Успехи современной биологии. – 1996. – Т.116, №6. – С.700-714.
2. Щеголева Т.Ю. Исследование биологических объектов в миллиметровом диапазоне радиоволн. – К. : Наук. думка, 1996. – 182 с.
3. Panchenko A.Yu., Slipchenko N.I., Borodkina A.N. On the development of a practical technique of theoretical calibration of resonant sensors for near-field microwave diagnostics // Telecommunication and Radio Engineering. – 2014. – V.73, №15. – P. 1397-1407.
4. Hyde M.W., Havrilla M.J. A broadband, nondestructive microwave sensor for characterizing magnetic sheet materials // IEEE Sensors J. – 2016. – V.16, No.12. – P. 4740-4748.
5. Kempin M., Ghasr M.M., Case J., Zoughi R. Modified waveguide range for evaluation of stratified composites // IEEE Trans. Instrum. Meas. – 2014. – V.63, No.6. – P. 1524-1534.
6. Kaatz U. Techniques for measuring the microwave dielectric properties of materials // Metrologia. – 2012. – Vol.47, No.2. – P. S91-S113.
7. Hyde M. W. IV, Havrilla M. J., Bogle A. E. Nondestructive Determination of the Permittivity Tensor of a Uniaxial Material Using a Two-Port Clamped Coaxial Probe // IEEE Trans. Microwave Theory and Technique. – 2016. – Vol.64, No.1. – P. 239-246.
8. Cenanovic A., Schramm M., Schmidt L. Measurement setup for non-destructive complex permittivity determination of solid materials using two coupled coaxial probes // IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig. – 2011. – P. 1-4.

9. Hyde M. W. et al. Nondestructive electromagnetic material characterization using a dual waveguide probe: A full wave solution // *Radio Science*. – 2009. – V.44, №3. P. – 10-14.
10. Alanen E., Lahtinen T., Nuutinen J. Variational Formulation of Open-Ended Coaxial Line in Contact with Layered Biological Medium // *IEEE Transaction on biomedical engineering*. – 1998. – Vol.45, No.10. – P.1241-1247.
11. Huang R., Zhang D. Analysis of open-ended coaxial probes by using a two-dimensional finite-difference frequency-domain method // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* – 2008. – Vol.57, No.5. – P. 931-939.
12. Maftooli H., Karami H.R., Sadeghi S.H.H., Moini R. Output signal prediction of an open-ended coaxial probe when scanning arbitrary-shape surface cracks in metals // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* – 2012. – Vol.61, No.9. – P. 2384-2391.
13. McLaughlin B.L., Robertson P.A. Miniature open-ended coaxial probes for dielectric spectroscopy applications // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2007. No.40. – P.45–53.
14. Hosseini M. H. Heidar H., Shams M. H. Wideband Nondestructive Measurement of Complex Permittivity and Permeability Using Coupled Coaxial Probes // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. – 2017. – V.66, №1. – P. 148-157.
15. Poumaropoulos C.L., Misra D. A Study on the Coaxial Aperture Electromagnetic Sensor and Its Application in Material Characterization // *IEEE Transaction on instrumentation and measurement*. – 1994. – Vol.43, No.2. – P.111-114.
16. Blackham D.V., Pollard R.D. An Improved Technique for Permittivity Measurements Using a Coaxial Probe // *IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement*. – 1997. – Vol.46, No.5. – P.1093-1099.
17. Gregory A.P., Clarke R.N. Dielectric metrology with coaxial sensors/ A. P.Gregory, // *Meas. Sci. Technol.* – 2007. – No.18. – P.1372-1386.
18. Nozokido T., Bae J., Mizuno K. Scanning Near-Field Millimeter-Wave Microscopy Using a Metal Slit as a Scanning Probe // *IEEE Transaction on Microwave Theory and Technique*. – 2001. – Vol.49, No.3. – P.491-499.
19. Panchenko A.Yu. Modeling a small aperture resonator type microwave meter of substance parameters // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 1998. – V.52, No.8. – P. 118-121.
20. Лю Чан, Панченко А. Ю., Слипченко Н. И., Зайченко О. Б. Ближнеполевой коаксиальный сенсор открытого типа. Оценка пространственной разрешающей способности измерительной апертуры // *Вестник НТУ КПИ. Серия Радиотехника. Радиоаппаратостроение*. – 2017. – Вып.71. – С.17-24.
21. Панченко Б.А. Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей // *Радиотехника*. – 1970. – Вып. 15. – С. 82-91.
22. Tai C.T. Dyadic Green's functions for a coaxial line // *IEEE Trans. of Antennas and Propagation*. – 1983. – Vol.48, No.2. – P. 355-358.
23. Ch. Lu, Panchenko A.Yu., Slipchenko Mykola I. An integral equation for the field distribution within the aperture plane of the coaxial sensor // *Telecommunications and Radio Engineering*. Т. 75. – 2016. – Вып. 7. – P.587-594. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v75.i7 20
24. Лю Чан, Панченко А. Ю., Слипченко Н. И., Зайченко О. Б. Коаксиальный сенсор открытого типа. Интегральное уравнение электрического поля в плоскости апертуры // *Вестник НТУ КПИ. Серия Радиотехника. Радиоаппаратостроение*. – 2017. – Вып.69. – С.11-16.
25. Гордиенко Ю.Е., Панченко А.Ю., Фар Р.С. Приближение заданного поля в задачах определения характеристик резонаторных СВЧ – датчиков апертурного типа // *Радиотехника*. – 1998. – Вып.107. – С. 93-103.
26. Wen Mingming, Ch. Liu, Panchenko A.Yu., Slipchenko N.I. Evaluation of influence of microwave radiation sensor in the form of an open end of the coaxial line on its metrological characteristics // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 2015. – V.74, No.15. – P.1355-1366.

*Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники*

*Поступила в редколлегию 04.08.2018*