

## **ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ РЕЗОНАТОРНЫЙ СВЧ СЕНСОР НА ВЫРОЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЯХ**

*ПАНЧЕНКО А.Ю., СЛИПЧЕНКО Н.И.*

---

Рассматривается возможность использования вырожденных колебаний в цилиндрическом структурированном резонаторе для создания электродинамических сенсоров, обладающих высокой чувствительностью. Использование вырожденных колебаний позволяет реализовать дифференциальный принцип измерений, что обеспечит более высокую стабильность сенсора. Дается численная оценка параметров сенсора на различных модах колебаний и чувствительности при малых изменениях диэлектрической проницаемости исследуемой среды.

### **Введение**

Измерительные приборы для оперативного определения состава материалов и сред, основанные на взаимодействии электромагнитного поля (ЭМП) с веществом, обладают высоким быстродействием, малым энергопотреблением, они компактны и удобны в работе, требуют минимальной подготовки к измерениям. Благодаря этим преимуществам они используются в

областях, в которых раньше преобладали приборы, построенные на иных принципах [1]. Это, в частности, относится к экспрессным измерениям, например, в технологических процессах, а также к целям безопасности. Однако при создании измерителей параметров газов и газовых смесей обнаруживаются значительные сложности вследствие низкой чувствительности устройств [2]. Диагностика газовых смесей основана на измерении изменений их диэлектрической проницаемости. Учитывая малое отличие  $\tilde{\epsilon}_a$  газа от электрической постоянной вакуума, требуются высокочувствительные сенсоры, работающие преимущественно в СВЧ диапазоне [3]. В этом диапазоне наиболее сильно проявляются изменения электрофизических свойств молекул, поскольку здесь лежат частоты релаксации, обусловленные молекулярными и атомарными эффектами [4].

Поэтому задача повышения чувствительности СВЧ сенсоров является актуальной. Для этого используют резонаторные измерительные преобразователи (РИП), но этого недостаточно [5]. Традиционные решения задачи повышения чувствительности основаны либо на повышении стабильности всех компонент измерителя, либо на использовании дифференциального метода измерений. В СВЧ резонаторах стабильность обеспечивается постоянством его размеров.

Учитывая ограниченный объем работы, ее целью является оценка возможности использования вырожденных колебаний для реализации дифференциального метода определения малых изменений диэлектрической проницаемости среды в цилиндрических РИП. Для этого анализируется приближенное решение задачи определения выходных параметров РИП.

### 1. Обоснование метода измерений

Как известно, для цилиндрического волновода критическая длина для волн E- и H-типа определяется соотношением  $\lambda_{kp}^{E,H} = 2\pi a (v_{m,n}^{E,H})^{-1}$ , где  $a$  – радиус волновода. Поперечные волновые числа  $v_{m,n}^{E,H}$  для волн E- и H-типа определяются соответственно из условий:  $J_m(v_{m,n}^E) = 0$ ,  $J'_m(v_{m,n}^H) = 0$ . Так как  $J'_0(x) = -J_1(x)$ , то в цилиндрическом волноводе существуют вырожденные волны, у которых  $\lambda_{kp}^{H_{0n}} = \lambda_{kp}^{E_{1n}}$ . Отличие между  $E_{1n}$ - и  $H_{0n}$ -волнами состоит в том, что волновое сопротивление ( $Z_B$ ) при  $\lambda \rightarrow \lambda_{kp}$  для E-волн уменьшается:  $Z_B^E = Z_C [1 - (\lambda/\lambda_{kp}^E)^2]^{0,5}$ , а для H-волн – возрастает:  $Z_B^H = Z_C [1 - (\lambda/\lambda_{kp}^H)^2]^{-0,5}$ , где  $Z_C$  – сопротивление свободной среды.

Однако измерить непосредственно малое изменение волнового сопротивления сложно. Но можно воспользоваться связанной резонансной системой, в которой изменения в рабочей части сравнивают с параметрами второй части, которая остается эталонной. Для этого в СВЧ диапазоне используют структурированные РИП, в которых такой метод реализуется с помощью четвертьволновых вставок, при этом обеспечивается наивысшая чувствительность к изменениям диэлектрической проницаемости  $\tilde{\epsilon}_a$  [5].

В общем случае расчет подобных устройств достаточно сложный [6], но в случае регулярной двухслойной структуры его можно упростить следующим образом. На линии соприкосновения рабочей и эталонной частей РИП реактивные составляющие приведенных полных сопротивлений должны быть равны по модулю и иметь противоположные знаки. Изменение волнового сопротивления в одной части приведет к сдвигу резонансной частоты такой величины, чтобы восстановить условие резонанса. Поскольку для волн E- и H-типа характер изменения волнового сопротивления различный, то изменение резонансной частоты структурированных РИП также будет отличаться. Использование вырожденных колебаний, имеющих одинаковую  $\lambda_{kp}$ , позволит создать дифференциальный сенсор, в котором в качестве сигнала, несущего информацию о  $\tilde{\epsilon}_a$  заполняющей среды, применяется разность сдвигов резонансных частот колебаний E- и H-типа. Структура ЭМП для обоих типов колебаний представлена на рис. 1, а, б.

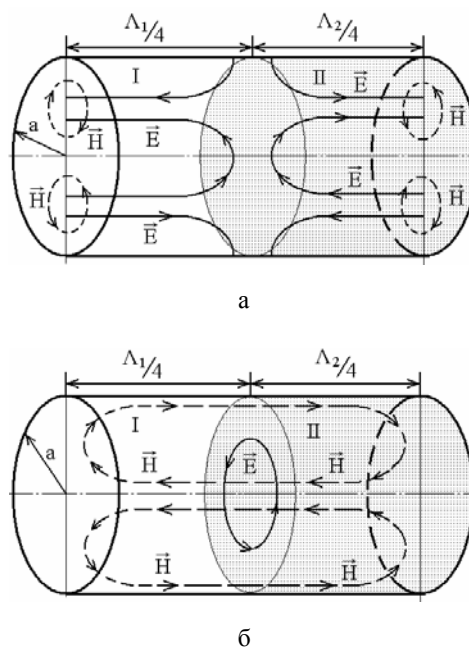


Рис. 1. Структура полей в резонаторном сенсоре

Область I является рабочей, область II – диэлектрическая вставка.

Распределение компонент ЭМП допускает решение технической задачи одновременного возбуждения E- и H-колебаний в одном РИП, а структура токов проводимости на стенках рабочей области позволяет разместить отверстия для закачки исследуемой газовой смеси.

### 2. Аналитические соотношения

Так как конструкция РИП основана на использовании регулярного волновода, то по всей длине  $\lambda_{kp} = \text{const}$ . Обозначая параметры рабочей области индексом 1, а параметры вставки индексом 2, для E-волн запишем уравнение для резонансной частоты  $\omega_p$ :

$$\sqrt{\frac{\mu_{a1}}{\epsilon_{a1}}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_1(\omega_p)}{\lambda_{kp}}\right)^2} \operatorname{tg} \left[ \sqrt{\omega_p^2 \epsilon_{a1} \mu_{a1} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{kp}}\right)^2} \Delta z_1 \right] + \sqrt{\frac{\mu_{a2}}{\epsilon_{a2}}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_2(\omega_p)}{\lambda_{kp}}\right)^2} \operatorname{tg} \left[ \sqrt{\omega_p^2 \epsilon_{a2} \mu_{a2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{kp}}\right)^2} \Delta z_2 \right] = 0 \quad (1)$$

где  $\Delta z_1$  и  $\Delta z_2$  – осевые размеры рабочего участка и вставки.

После несложных преобразований и при смещении частоты  $f$  от резонансной  $f_p$  имеем для невязки следующее выражение:

$$F_E(\epsilon_{a1}, \epsilon_{a2}, \lambda_{kp}, \Delta z_1, \Delta z_2, f) = \frac{\epsilon_{a2} \sqrt{\lambda_{kp}^2 f^2 \epsilon_{a1} \mu_0 - 1}}{\epsilon_{a1} \sqrt{\lambda_{kp}^2 f^2 \epsilon_{a2} \mu_0 - 1}} +$$

$$+ \frac{\operatorname{tg} \left[ 2\pi\lambda_{\text{kp}}^{-1}\Delta z_2 \sqrt{f^2\lambda_{\text{kp}}^2\varepsilon_{a2}\mu_0 - 1} \right]}{\operatorname{tg} \left[ 2\pi\lambda_{\text{kp}}^{-1}\Delta z_1 \sqrt{f^2\lambda_{\text{kp}}^2\varepsilon_{a1}\mu_0 - 1} \right]} . \quad (2)$$

Аналогичные преобразования для Н-волн приведут к выражению для невязки в виде:

$$F_{\text{H}}(\varepsilon_{a1}, \varepsilon_{a2}, \lambda_{\text{kp}}, \Delta z_1, \Delta z_2, f) = \frac{\sqrt{\lambda_{\text{kp}}^2 f^2 \varepsilon_{a2} \mu_0 - 1}}{\sqrt{\lambda_{\text{kp}}^2 f^2 \varepsilon_{a1} \mu_0 - 1}} + \frac{\operatorname{tg} \left[ 2\pi\lambda_{\text{kp}}^{-1}\Delta z_2 \sqrt{f^2\lambda_{\text{kp}}^2\varepsilon_{a2}\mu_0 - 1} \right]}{\operatorname{tg} \left[ 2\pi\lambda_{\text{kp}}^{-1}\Delta z_1 \sqrt{f^2\lambda_{\text{kp}}^2\varepsilon_{a1}\mu_0 - 1} \right]} . \quad (3)$$

Поскольку невязки включают значительное число параметров, то сначала проведем асимптотическую оценку свойств сенсора.

### 3. Асимптотическая оценка параметров РИП

Малым изменениям подвергается среда только в первой области. Поэтому сразу можно обозначить изменение действительной части относительного значения диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь для первой среды, как  $\Delta\varepsilon'$  и  $\Delta\operatorname{tg}\delta$ :

$$\tilde{\varepsilon}_1 = (\varepsilon'_1 + \Delta\varepsilon') [1 - i(\operatorname{tg}\delta_1 + \Delta\operatorname{tg}\delta)] . \quad (4)$$

Обозначим сразу  $f = f_p + \Delta f$ . Нужно учитывать то, что  $\Delta f$  может быть комплексным числом, поскольку в резонаторе будут изменяться потери СВЧ энергии.

Изменения параметров среды приводят к изменениям, которые существенно меньше, чем

$$K_{\lambda 10} = \sqrt{\left(\frac{\lambda_{\text{kp}}}{\lambda_1}\right)^2 - 1} \quad \text{и} \quad K_{\lambda 20} = \sqrt{\left(\frac{\lambda_{\text{kp}}}{\lambda_2}\right)^2 - 1} .$$

Раскладывая подкоренные выражения в (2) и (3) в ряд, можно оставить только линейные слагаемые. Для Е-волн это даст:

$$\frac{\varepsilon_2 K_{\lambda 1}}{\varepsilon_1 K_{\lambda 2}} = \frac{\varepsilon'_2 (1 - i\operatorname{tg}\delta_2)}{(\varepsilon'_1 + \Delta\varepsilon') [1 - i(\operatorname{tg}\delta_1 + \Delta\operatorname{tg}\delta)]} \frac{K_{\lambda 10}}{K_{\lambda 20}} \times \frac{1 + \left(\frac{\lambda_{\text{kp}}}{\lambda_1 K_{\lambda 10}}\right)^2 \left[ \frac{\Delta f}{f_0} + \frac{\Delta\varepsilon'}{2\varepsilon'_1} - i \frac{\operatorname{tg}\delta_1 + \Delta\operatorname{tg}\delta}{2} \right]}{1 + \left(\frac{\lambda_{\text{kp}}}{\lambda_2 K_{\lambda 20}}\right)^2 \left[ \frac{\Delta f}{f_0} - i \frac{\operatorname{tg}\delta_2}{2} \right]} . \quad (5)$$

Для Н-волн соответственно:

$$\frac{K_{\lambda 2}}{K_{\lambda 1}} = \frac{K_{\lambda 20}}{K_{\lambda 10}} \frac{1 + \left(\frac{\lambda_{\text{kp}}}{\lambda_2 K_{\lambda 20}}\right)^2 \left[ \frac{\Delta f}{f_0} - i \frac{\operatorname{tg}\delta_2}{2} \right]}{1 + \left(\frac{\lambda_{\text{kp}}}{\lambda_1 K_{\lambda 10}}\right)^2 \left[ \frac{\Delta f}{f_0} + \frac{\Delta\varepsilon'}{2\varepsilon'_1} - i \frac{\operatorname{tg}\delta_1 + \Delta\operatorname{tg}\delta}{2} \right]} . \quad (6)$$

Поскольку наиболее эффективными являются четвертьволновые вставки, то, с учетом условия резо-

нанса, обозначим далее  $\Delta z_1 = \left(\frac{n}{2} + \frac{1}{4}\right)\Lambda_1 + \delta z_1$ ,

$n = 0, 1, 2, \dots$  и  $\Delta z_2 = \left(\frac{m}{2} + \frac{1}{4}\right)\Lambda_2 + \delta z_2$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ , где

$\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  – длины волн в рабочем участке и во вставке,  $\delta z_1$  и  $\delta z_2$  – их отличие от четвертьволновых отрезков. Во вторых слагаемых в (2) и (3) тангенсы также можно заменить приближенными выражениями.

С учетом  $\operatorname{tg}\left(x + \frac{\pi}{2}\right) = -\operatorname{ctg} x$  они будут иметь вид:

$$K_{2,0,25\lambda} = \frac{\frac{2\pi\delta z_1}{\Lambda_1} + \left(\pi n + \frac{\pi}{4}\right) \left(\frac{\Delta f}{f_0} + \frac{\Delta\varepsilon'}{2\varepsilon'_1} - i \frac{\operatorname{tg}\delta_1 + \Delta\operatorname{tg}\delta}{2}\right) \left[1 - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_{\text{kp}}}\right)^2\right]^{-1}}{\frac{2\pi\delta z_2}{\Lambda_2} + \left(\pi m + \frac{\pi}{4}\right) \left(\frac{\Delta f}{f_0} - i \frac{\operatorname{tg}\delta_2}{2}\right) \left[1 - \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_{\text{kp}}}\right)^2\right]^{-1}} . \quad (7)$$

На основании полученных выражений можно дать аналитическую оценку свойствам данного типа РИП.

### 4. Результаты расчета и их анализ

Наиболее сильный вклад в невязки (2), (3) дают вторые слагаемые.

Чтобы оценить поведение этих функций, запишем выражение, в котором сохраним их структуру, опустив постоянные коэффициенты, а для аргументов сохраним преемственность буквенных обозначений:

$$K_{2\alpha} = \frac{\operatorname{tg}(\pi\alpha + mf)}{\operatorname{tg}[\pi(1-\alpha) + n(f+\varepsilon)]} . \quad (8)$$

Здесь  $\alpha$  обозначает отношение свободной и заполненной части резонатора без учета отрезков, кратных числу полувольт. Символами  $f$  и  $\varepsilon$  обозначены величины, соответствующие относительным добавкам частоты и диэлектрической проницаемости, тех, что выделены в (7). Величинами  $m$  и  $n$  обозначено целое число полувольт во вставке и в свободной части резонатора. По сути, выражение (8) это результат нормировки по всем аргументам вторых слагаемых в (2) и (3).

Производные мнимой и действительной частей  $K_{2\alpha}$  по  $f$  и  $\varepsilon$  представлены на рис.2, а,б,в,г.

Как видно из этих рисунков, при изменении конструкции резонаторного сенсора существенно изменяются производные от реальной и мнимой частей отношения (8), при этом наиболее чувствительными являются точки  $\alpha = 0, 0,5, 1$ . Чувствительность также определяется числом полувольт в каждой части резонатора. Все эти факторы вместе с возможностью применения композитных, искусственных материалов для вставок, варьированием типов и местоположением эле-

ментов связи и настройки, позволяют проводить оптимизацию конструкций сенсоров.

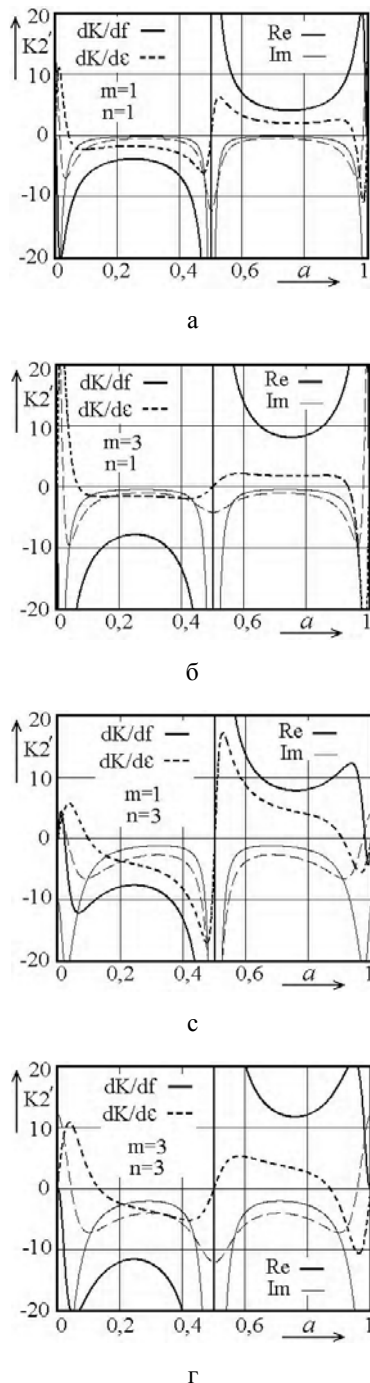


Рис. 2. Оценка чувствительности дифференциального резонаторного сенсора

Полученные приближенные выражения показывают, что приближение длины волны к критической позволяет достичь увеличения чувствительности, которое в первом приближении пропорционально  $[1 - (\lambda_{1,2} / \lambda_{кр})^2]^{-1,5}$ . Особенно это касается первой области, поскольку конечное значение диэлектрической проницаемости в заполненной части уменьшает длину волны во второй области.

Сравнение выражений (5) и (6), дающих асимптотическое поведение коэффициентов для Е- и Н-волн, показывает, что разность частот будет пропорцио-

нальна разности действительных частей диэлектрических проницаемостей сред, которые заполняют первую, рабочую область и вторую область, параметры которой неизменны. Эта разность входит как коэффициент пропорциональности в выражение для величины выходного информационного сигнала.

Зависимость чувствительности от целого числа полувольт в первой и второй областях резонатора частично показана на рис.2. Рассматривая выражение (7), можно увидеть, что чувствительность будет пропорциональна числу полувольт в каждой из частей. При этом отклонения электрических длин областей от  $\lambda/4$  войдут в выражения в виде малых добавок. Учитывая, что наибольшую крутизну эти графики имеют при четвертьволновых вставках, далее будем рассматривать только этот случай.

Для более точного определения  $\Delta f_p$  воспользуемся выражениями (2) и (3) и численными методами.

При прямом расчете изменения резонансной частоты для четвертьволновых вставок возникают проблемы, связанные с переполнением разрядной сетки ПК, так как  $\text{tg}(\pi/2) \rightarrow \infty$ . Поэтому необходимо предварительное преобразование выражений (2) и (3). Обозначая аргументы тангенсов (2) и (3) как малые добавки к  $\pi/2$ , а первые слагаемые как коэффициент А, для условия резонанса получаем:

$$A \text{tg}\left(\frac{\pi}{2} + \alpha_1\right) + \text{tg}\left(\frac{\pi}{2} + \alpha_2\right) = 0 \quad (9)$$

После преобразований имеем

$$\frac{\text{tg}\alpha_1}{A} = -\text{tg}\alpha_2 \quad (10)$$

Обозначив аргументы тангенсов в (2) и (3) как  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , получим выражение, подготовленное для численных расчетов:

$$\frac{\text{tg}\left(\beta_1 - \frac{\pi}{2}\right)}{A} = -\text{tg}\left(\beta_2 - \frac{\pi}{2}\right) \quad (11)$$

На рис.3 показана оценка изменений резонансных частот при малом изменении действительной части диэлектрической проницаемости заполняющей среды.

Для расчетов выбраны следующие значения исходных параметров:  $\epsilon'_1 = 1,0001$ ,  $\epsilon'_2 = 3$ ,  $\text{tg}\delta_1 = 10^{-6}$ ,  $\text{tg}\delta_2 = 10^{-3}$ ,  $\lambda_0 / \lambda_{кр} = 0,707$ ,  $\alpha = 0,5$ , число целых полувольт в свободной части равно 5, в заполненной – 2.

Диапазон изменения действительной части диэлектрической проницаемости заполняющей среды выбирался из условия возможного изменения влажности воздуха в естественных условиях. Как видно, разность между изменениями резонансных частот на обоих типах колебаний составляет около 10 кГц.

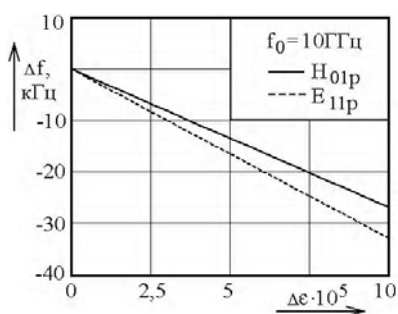


Рис. 3. Изменение резонансных частот вырожденных колебаний

Из рис.3 видно, что  $\Delta f_p$  колебания типа  $E_{11p}$  (электрические волны) испытывают более сильное изменение, чем колебания  $H_{01p}$ . Это соответствует физическим представлениям, что энергия ЭМП и, соответственно, его взаимодействие со средой на волнах электрического типа осуществляется в большей степени именно по электрической компоненте поля.

Изменения добротностей для обеих мод колебаний оценивались при тех же исходных данных. Результаты расчетов представлены на рис. 4.

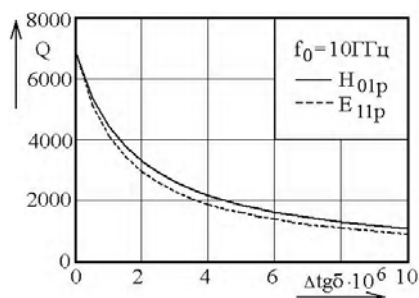


Рис. 4. Изменение добротностей вырожденных колебаний

Как видно из рис. 4, в этом случае электрические волны испытывают также более сильное влияние среды, чем магнитные волны.

Дальнейшие расчеты показали, что зависимости добротности от  $\epsilon'_1$  весьма слабые, точно так же, как и зависимости изменений резонансных частот от изменения  $\text{tg} \delta_1$ . Поэтому использование этих параметров в качестве информационных сигналов имеет меньшие перспективы.

### Выводы

Рассмотрена принципиальная возможность использования вырожденных колебаний для реализации дифференциального метода определения малых изменений диэлектрической проницаемости среды в цилиндрических РИП на объемных резонаторах с четвертьволновыми вставками.

Показаны возможности аналитического представления параметров РИП такого типа и необходимость использования асимптотических представлений при

полном анализе свойств измерителя. Необходимость обусловлена большим числом исходных параметров, которые нужно учитывать при проектировании реальных устройств.

Определены основные факторы, которые позволяют контролировать изменение чувствительности по реальной части диэлектрической проницаемости и по потерям в диэлектрике.

Обоснованы основные рекомендации по формированию пространственного распределения ЭМП при практической реализации устройства, указаны возможности его оптимизации. Выделение столь малой разности частот (см.рис.3) технически сложно. Но использование двух автогенераторов, частоты которых определяются резонансами на E- и H-колебаниях, и выделение частоты биений между ними, при симметричном воздействии дестабилизирующих факторов, может позволить решить эту задачу.

Главные выводы, полученные на основании аналитических исследований и результатов численных расчетов, не противоречат физическим представлениям. Поэтому можно считать, что, несмотря на то, что экспериментальная проверка полученных решений не проведена, результаты работы могут быть полезны на практике.

**Литература:** 1. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Кн.1 / Под ред. В.В.Клюева. М.: Машиностроение, 1986. 488 с. 2. Викторов В.А., Лункин Б.В., Совлуков А.С. Радиоволновые измерения параметров технологических процессов. М.: Энергоатомиздат, 1989. 208 с. 3. Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И., Слипченко Н.И., Корягина Е.Ю., Паишков А.В. Оценка перспектив повышения чувствительности СВЧ резонаторных гигрометров // Механика и машиностроение: Научн.-техн. сб., 2007. №2. С.43-49. 4. Осипов О.А. Справочник по дипольным моментам. М.: Высшая школа, 1971. 367 с. 5. Гордиенко Ю.Е., Паишков А.В., Слипченко Н.И. Развитие прямого СВЧ диэлектрического метода гигрометрии // Радиотехника. 2003. № 135. С. 206-210. 6. Слипченко Н.И. Расчет цилиндрического резонатора с диэлектрической вставкой сложной структуры // Радиоэлектроника и информатика. 2004. № 4. С. 18-20.

Поступила в редколлегию 10.08.2009

**Рецензент:** д-р физ.-мат. наук, проф. Дорошенко В.А.

**Панченко Александр Юрьевич**, д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры микроэлектроники электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: радиофизика, микроэлектроника, неразрушающий контроль. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел.: (057) 7021-362.

**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.