

УДК 621.315.61

ВОЛНОВОДНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ И ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

М. П. Пархоменко, Д. С. Калёнов, И. С. Ерёмин, Н. А. Федосеев,

В. М. Колесникова, Ю. Л. Баринов

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 141120, Московская область, Фрязино, пл. академика Введенского, 1

Статья поступила в редакцию 31 августа 2018 г.

Аннотация. Для определения электромагнитных параметров материалов (комплексной диэлектрической и магнитной проницаемостей) широко используются резонаторный и волноводный методы, а также метод свободного пространства. Рассмотрен волноводный метод, который позволяет определять параметры материалов в широкой полосе частот. Но существует ряд причин, которые существенно ограничивают применение этого метода. Современная измерительная аппаратура строится на базе прямоугольного металлического волновода, в котором распространяется волна H_{10} . При заполнении волновода исследуемым материалом практически всегда присутствует воздушный зазор между исследуемым образцом и широкой стенкой волновода, что приводит к резкому скачку напряженности электрического поля при переходе из материала образца в воздух и сильно влияет на точность определения электромагнитных параметров. Особенно это проявляется при измерении материалов с большим значением действительной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости. В данной работе представлены результаты численного эксперимента при определении комплексной диэлектрической проницаемости диэлектриков волноводным методом в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Расчеты проводились для материалов со значением действительной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1 = 10$ и тангенсами угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$, равными 0,1 – 0,2. Показано, что даже незначительный воздушный зазор между образцом и широкой стенкой

волновода вносит существенную погрешность в результаты измерений. Для уменьшения этой погрешности и расширения возможностей измерений волноводного метода предлагается заполнять воздушный промежуток электропроводящей пастой. Проведено сравнение результатов расчетов при наличии воздушного зазора и при заполнении его проводящей пастой. Так, в миллиметровом диапазоне для материала с исходными параметрами $\varepsilon_1 = 10$, $\operatorname{tg}\delta = 0,1$ при наличии воздушного зазора шириной 0,1 мм максимальная погрешность при определении ε_1 составляла 5,5 % и 11 % для $\operatorname{tg}\delta$. В случае же заполнения этого зазора указанной пастой она уменьшилась до 0,5 % как для ε_1 , так для $\operatorname{tg}\delta$.

Ключевые слова: комплексная диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, волноводный метод, электропроводящая паста.

Abstract. Resonator and waveguide methods, as well as the free-space method, are widely used to determine the electromagnetic parameters of materials (complex permittivity and permeability). Here a waveguide method is considered that allows one to determine the parameters of materials in a wide frequency range. However, there are a number of factors that significantly restrict the application of this method. Modern measurement equipment is based on a rectangular metal waveguide in which the H_{10} mode propagates. When the waveguide is filled with a material to be investigated, there always exists an air gap between the sample and the wide wall of the waveguide, which leads to a sharp jump in the electric field strength at the boundary between the material of the sample and air and strongly affects the accuracy in determining the electromagnetic parameters. This factor is especially manifest when measuring materials with large value of the real part of the complex permittivity. In the paper, the results of a numerical experiment are presented on the determination of complex permittivity by the waveguide method in the centimeter and millimeter ranges. Calculations are carried out for materials with real part of permittivity $\varepsilon_1 = 10$ and tangent loss of $\operatorname{tan}\delta$ 0.1–0.2. It is shown that even a small air gap between a sample and the broad wall of the waveguide leads to a jump in the electric field strength when passing from the material to air and introduces a

significant error to the results of measurements. To reduce this error and enhance the possibilities of the waveguide method, it is proposed that this gap be filled with electrically conducting paste. The results of calculations in the presence of a gap and when the gap is filled with the electrically conducting paste are compared. For example, for a material with $\epsilon_1 = 10$ and tangent loss of $\tan\delta = 0.1$, the maximum error of measurements in the millimeter-wave range in the presence of a gap of 0.1 mm is 5.5% for ϵ_1 and 11 % for $\tan\delta$. When the gap is filled with the paste, this error reduces to 0.5% for both ϵ_1 and $\tan\delta$.

Key words: complex permittivity, tangent loss, waveguide method, electrically conducting paste.

Введение

Для создания устройств, приборов, а также построенных на их основе радиоизмерительных систем СВЧ диапазона требуются самые разнообразные материалы: сильнопоглощающие и слабопоглощающие, изотропные и анизотропные, с различными диэлектрической и магнитной проницаемостями. В последние два десятилетия интенсивно разрабатываются наноматериалы, исследуются композиты на их основе с добавлением углеродных нанотрубок, ферритов и т. д. Поэтому проблема измерения электромагнитных параметров материалов была и остается актуальной. Следует отметить, что методов измерения не так-то много, и диапазон их измерений ограничен. Однако в связи с развитием современной измерительной аппаратуры, доступностью векторных панорамных измерителей, развитием вычислительной техники расширяются их возможности. Для определения электромагнитных параметров материалов широко используются резонаторные и волноводные методы, а также метод свободного пространства [1 - 6]. В работе [7] предложен оригинальный резонаторный метод, который регистрирует незначительные изменения диэлектрической проницаемости исследуемого вещества. Этот метод особенно полезен при исследовании сильно поглощающих растворов с малым содержанием примеси. Однако резонаторные методы определяют параметры

материалов на отдельных частотах. Основное преимущество волноводного метода заключается в том, что он позволяет определять параметры материалов в широкой полосе частот. Но существует ряд причин, которые существенно ограничивают применение этого метода. Современная измерительная аппаратура строится на базе прямоугольного металлического волновода, в котором распространяется волна H_{10} . При заполнении волновода исследуемым материалом практически всегда присутствует воздушный зазор между исследуемым образцом и широкой стенкой волновода, что приводит к резкому скачку напряженности электрического поля при переходе из материала образца в воздух и сильно влияет на точность определения электромагнитных параметров. Особенно это проявляется при измерении материалов с большим значением действительной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости.

В данной работе представлены результаты численного эксперимента при использовании волноводного метода для определения электромагнитных параметров диэлектриков. Показано, как при проведении измерений существенно уменьшить погрешность, связанную с наличием воздушного зазора, и тем самым расширить возможности этого метода.

1. Вывод формул для определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей материалов волновым методом

Главными электромагнитными параметрами материалов являются комплексная диэлектрическая

$$\varepsilon = \varepsilon_1 - j\varepsilon_2 \quad (1.1)$$

и магнитная

$$\mu = \mu_1 - j\mu_2 \quad (1.2)$$

проницаемости, в которых действительная часть определяет соответственно поляризованность и намагниченность вещества, а мнимая часть – величину вносимых потерь (здесь $j = \sqrt{-1}$). На практике для характеристики вещества вводят также тангенсы угла диэлектрических $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon$ и магнитных $\operatorname{tg}\delta_\mu$ потерь, которые задаются соотношениями

$$\operatorname{tg} \delta_{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \quad (1.3)$$

$$\operatorname{tg} \delta_{\mu} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \quad (1.4)$$

Суть заявленного волноводного метода [5 - 6] заключается в том, что если известны комплексные коэффициенты отражения и прохождения измерительной секции с образцом исследуемого материала (рис. 1), то в случае **отсутствия** воздушного зазора аналитическое решение задачи позволяет определить комплексные диэлектрическую и магнитную проницаемость этого материала. Покажем кратко вывод этих соотношений. Коэффициенты отражения S_{11} и прохождения S_{21} на границах образца (рис. 1, границы 1 и 2) в волноводной секции с воздушным заполнением задаются формулами [5]

$$S_{11} = \frac{\Gamma(1 - P^2)}{1 - \Gamma^2 P^2} \quad (1.5)$$

$$S_{21} = \frac{P(1 - \Gamma^2)}{1 - \Gamma^2 P^2} \quad (1.6)$$

где Γ – коэффициент отражения в волноводе на границе воздух – образец (в случае образца *бесконечной* длины); P – коэффициент распространения через материал образца в волноводе. Коэффициент распространения задается соотношением

$$P = e^{-\gamma l} = e^{-(\alpha + j\beta)l}, \quad (1.7)$$

Вывод искомых формул для определения ε и μ осуществляется в два этапа. На первом этапе из уравнений (1.5) и (1.6) выражаются коэффициенты Γ и P через S_{11} и S_{21} . Для этого указанные уравнения записываются в виде суммы и разности

$$S_{11} + S_{21} = \frac{\Gamma + P}{1 + \Gamma P} \quad (1.8)$$

$$S_{11} - S_{21} = \frac{P - \Gamma}{1 - \Gamma P} \quad (1.9)$$

Решая эту систему уравнений относительно Γ и P , получаем

$$\Gamma = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \pm \sqrt{\frac{(S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1)^2}{4S_{11}^2} - 1} \quad (1.10)$$

$$P = \frac{S_{21} + S_{11} - \Gamma}{1 - (S_{21} + S_{11})\Gamma}, \quad (1.11)$$

выбор знака плюс или минус в уравнении (1.10) определяется условием $|\Gamma| < 1$. Отметим, что поскольку S_{11} и S_{21} определены в ходе эксперимента, то теперь Γ и P являются известными величинами (однако заметим, что это *комплексные* величины).

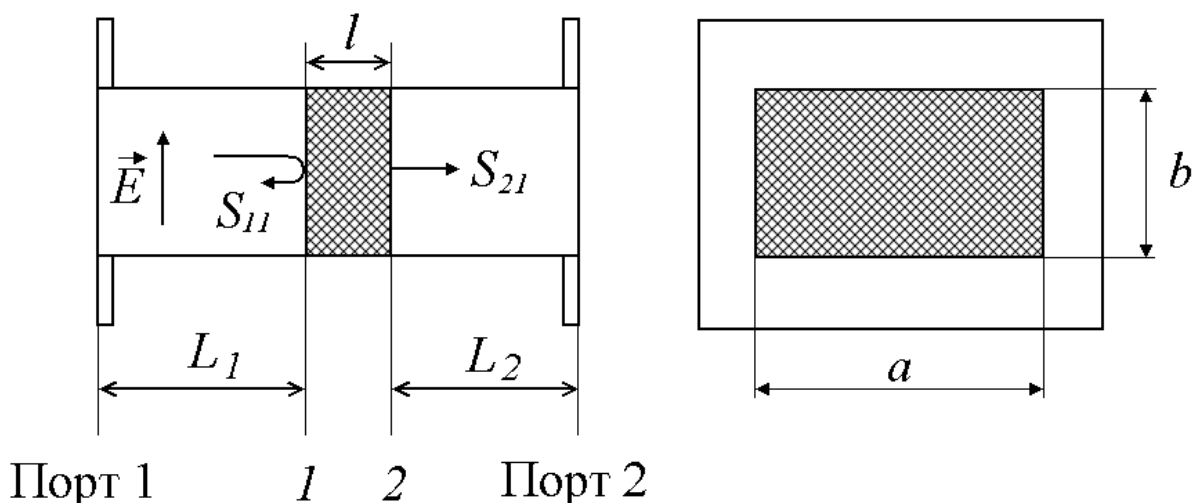


Рис 1. Волноводная секция с исследуемым образцом: $a \times b$ – поперечные размеры волновода, \vec{E} – вектор напряженности электрического поля, l – длина образца. S_{11} и S_{21} коэффициенты отражения и прохождения на границах 1 и 2 образца, соответственно.

На втором этапе получим искомые соотношения для определения ε и μ .

Из формулы (1.7) найдем значение постоянной распространения γ

$$\gamma = \frac{1}{l} \ln \left(\frac{1}{P} \right) \quad (1.12)$$

С другой стороны, используя дисперсионное уравнение для волновода с заполнением [8]

$$k_0^2 \varepsilon \mu = -\gamma^2 + k_{кр}^2 ,$$

где $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ (λ_0 – длина волны в вакууме), $k_{кр} = \frac{2\pi}{\lambda_{кр}}$ ($\lambda_{кр}$ – критическая длина волны в волноводе), находим

$$-\gamma^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 \varepsilon \mu - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}}\right)^2 \quad (1.13)$$

Подставив в это уравнение выражение для γ из (1.12), получаем

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 \varepsilon \mu - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}}\right)^2 = -\left[\frac{1}{l} \ln\left(\frac{1}{P}\right)\right]^2$$

После несложных преобразований последнее выражение запишется

$$\frac{\varepsilon \mu}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_{кр}^2} = -\left[\frac{1}{2\pi l} \ln\left(\frac{1}{P}\right)\right]^2 \quad (1.14)$$

Вводя обозначение

$$\frac{1}{\Lambda^2} = -\left[\frac{1}{2\pi l} \ln\left(\frac{1}{P}\right)\right]^2 , \quad (1.15)$$

из (1.14) получаем первое уравнение для определения электромагнитных параметров исследуемого материала

$$\frac{\varepsilon \mu}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_{кр}^2} = \frac{1}{\Lambda^2} \quad (1.16)$$

Перепишем его в более удобном виде

$$\frac{\varepsilon \mu}{\lambda_0^2} = \frac{1}{\Lambda^2} + \frac{1}{\lambda_{кр}^2} \quad (1.17)$$

Используя определение коэффициента отражения Γ на границе воздух – исследуемый образец, найдем второе уравнение

$$\Gamma = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}, \quad (1.18)$$

где Z_1 и Z_2 – волновые сопротивления волновода с воздушным заполнением и заполнением материалом образца. Для волн типа TE в волноводе эти сопротивления равны [8]

$$Z_1 = j \frac{\omega \mu_0}{\gamma_1}, \quad Z_2 = j \frac{\omega \mu_0 \mu}{\gamma}$$

здесь ω – круговая частота колебаний, $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \frac{Гн}{м}$, γ_1 – постоянная распространения в волноводе с воздушным заполнением. Подставив эти выражения в (1.18), получаем

$$\Gamma = \frac{\mu \gamma_1 - \gamma}{\mu \gamma_1 + \gamma}.$$

Разрешим это уравнение относительно μ

$$\mu = \frac{\gamma (1 + \Gamma)}{\gamma_1 (1 - \Gamma)} \quad (1.19)$$

Используя (1.13), запишем выражение для постоянных распространения γ_1 и γ

$$\gamma_1 = j \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}}\right)^2}, \quad (1.20)$$

$$\gamma = j \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 \varepsilon \mu - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}}\right)^2} \quad (1.21)$$

С учетом (1.16) отношение этих выражений запишется

$$\frac{\gamma}{\gamma_1} = \frac{1}{\Lambda \sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_{кр}^2}}}$$

Подставив это отношение в (1.19), получаем формулу для определения комплексной магнитной проницаемости μ исследуемого материала

$$\mu = \frac{1 + \Gamma}{(1 - \Gamma)\Lambda \sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_{кр}^2}}} . \quad (1.22)$$

Формула для определения комплексной диэлектрической проницаемости записывается из (1.17)

$$\varepsilon = \frac{\lambda_0^2}{\mu} \left(\frac{1}{\Lambda^2} + \frac{1}{\lambda_{кр}^2} \right) \quad (1.23)$$

В полученных формулах коэффициенты отражения S_{11} и прохождения S_{21} берутся на границах 1 и 2 образца (рис. 1), а в реальной установке они измеряются в сечениях портов 1 и 2 волноводной секции (где S_{11}^* – коэффициент отражения в сечении порта 1, S_{21}^* – коэффициент прохождения в сечении порта 2). Выпишем выражения для преобразования указанных коэффициентов из одного сечения в другое

$$S_{11} = \frac{S_{11}^*}{R_1^2} \quad (1.24)$$

$$S_{21} = \frac{S_{21}^*}{R_1 R_2} \quad (1.25)$$

здесь $R_1 = e^{-\gamma_1 L_1}$ и $R_2 = e^{-\gamma_1 L_2}$, где γ_1 – постоянная распространения в волноводе с воздушным заполнением, задаваемая соотношением (1.20), размеры L_1 и L_2 указаны на рис. 1.

В формулы (1.22) и (1.23), определяющие значения ε и μ исследуемого материала, входит комплексная величина Λ , задаваемая выражением (1.15). Она имеет множество значений, так как в правой части берется логарифм от комплексного числа $1/P$. Отсюда возникает неоднозначность в определении ε и μ исследуемого материала. Для разрешения этой неоднозначности используем

время групповой задержки τ сигнала в образце [6] и итерационную методику. На практике порядок расчета таков. Коэффициент распространения равен $P = e^{-\gamma l} = e^{-(\alpha + j\beta)l} = e^{-\alpha l} \cdot e^{-j\beta l} = |P|e^{j\varphi}$, где $|P|$ – модуль, а φ – аргумент коэффициента распространения. С учетом этого логарифм в правой части выражения (1.15) запишется

$$\frac{1}{\Lambda^2} = - \left[\frac{\ln\left(\frac{1}{|P|}\right)}{2\pi l} + j\left(\frac{2\pi k - \varphi}{2\pi l}\right) \right]^2 \quad (1.26)$$

здесь k – целое число, равное $0; \pm 1; \pm 2 \dots$. Дальнейшая задача заключается в правильном выборе значения числа k . Для этого используются итерационная методика, суть которой заключается в переборе значений k в некотором интервале, например, от -20 до 20 . Для каждого выбранного числа k из (1.26) определяется величина Λ , которая далее используется в формулах (1.22) и (1.23) для вычисления μ и ε . Таким образом, мы получаем массив данных из найденных значений ε и μ . Далее, используя полученный массив данных для ε и μ , находим для каждого значения k время групповой задержки τ_k сигнала в образце

$$\tau_k = l \cdot \frac{d}{df} \left[\sqrt{\left(\frac{\varepsilon\mu}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_c^2} \right)_k} \right] \quad (1.27)$$

С другой стороны, время групповой задержки может быть непосредственно получено из анализа фазы φ коэффициента распространения P , найденного в (1.11)

$$\tau = \frac{(-1)}{2\pi} \cdot \frac{d\varphi}{df} \quad (1.28)$$

Сравнивая значения действительной части времени задержки τ_k , полученные по формуле (1.27) со временем τ , найденным из (1.28), находим такое число k , при котором выполняется условие:

$$\tau_k - \tau = 0 \quad (1.29)$$

Именно это k и будет являться решением поставленной задачи. А значит полученные ранее значения ε и μ , соответствующие этому значению числа k , будут определять комплексные диэлектрическую и магнитную проницаемость исследуемого материала.

2. Результаты численного эксперимента при определении комплексной диэлектрической проницаемости

Представим результаты численного эксперимента при определении комплексной диэлектрической проницаемости волноводным методом. Расчеты проводились в сантиметровом и миллиметровом диапазонах для диэлектриков ($\mu_1 = 1; \operatorname{tg}\delta_\mu = 0$) с действительной частью диэлектрической проницаемости ε_1 , равной 10 и тангенсами угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$ 0,1 - 0,2. Ширина воздушного зазора изменялась от 0 до 0,1 мм. Материалы с такими значениями тангенса угла диэлектрических потерь обычно используются в качестве поглотителей энергии. В расчетах также учитывалась конечная проводимость меди стенок волновода, которая принималась равной $5,8 \cdot 10^7$ См/м.

При наличии воздушного зазора наша задача сводится к задаче волновода с частичным заполнением, которая аналитически не решается. Для численного решения этой задачи мы использовали трехмерный электродинамический программный пакет (программа HFSS). Последовательность расчетов выглядела так: 1) задавались *исходные* параметры материала ε_1 и $\operatorname{tg}\delta$, и с помощью электродинамического программного пакета рассчитывались комплексные коэффициенты отражения S_{11} и прохождения S_{21} на границах образца 1 и 2 (рис.1) при *разных* величинах воздушного зазора. Расчеты проводились при промежутках воздушного зазора, изменяющихся от 0 до 0,1 мм. 2) Далее, используя полученные данные для коэффициентов отражения S_{11} и прохождения S_{21} , по формулам, представленным выше, для каждого случая определялись *свои* значения ε_1 и $\operatorname{tg}\delta$ (при проведении вычислений в формуле (1,23) μ принималась равным единице). 3) В заключение проводилось сравнение *полученных* в пункте два значений ε_1 и $\operatorname{tg}\delta$ с *исходными* параметрами материала, заданными в пункте один.

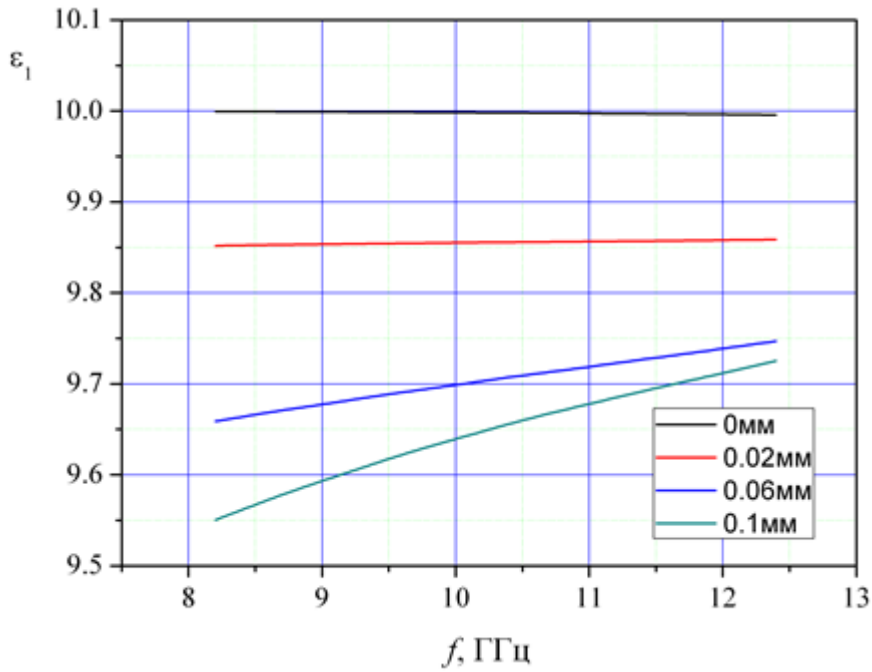


Рис. 2 Зависимость действительной составляющей ϵ_1 комплексной диэлектрической проницаемости от частоты f при различной ширине воздушного зазора между широкой стенкой волновода и образцом (ширина воздушного зазора изменяется от 0 до 0,1 мм. Исходные параметры исследуемого материала составляют $\epsilon_1 = 10$; $\text{tg}\delta = 0,2$).

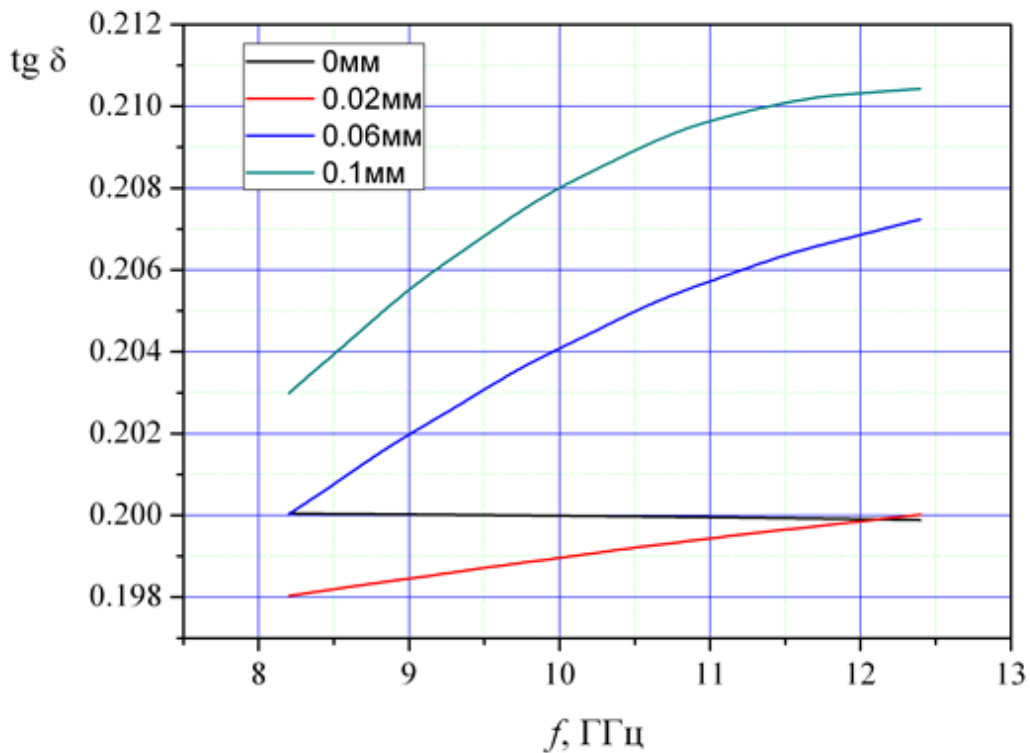


Рис. 3 Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$ от частоты f при различной ширине воздушного зазора между широкой стенкой волновода и образцом (ширина воздушного зазора изменяется от 0 до 0,1 мм. Исходные параметры исследуемого материала составляют $\epsilon_1 = 10$; $\text{tg}\delta = 0,2$).

Рассмотрим результаты численного эксперимента для **сантиметрового** диапазона в полосе частот от 8,2 до 12,4 ГГц. Поперечные размеры волновода равнялись $a \times b = 22,86 \times 10,16$ мм. Проанализируем полученные результаты для исследуемого материала с исходными параметрами $\varepsilon_1 = 10$; $\operatorname{tg}\delta = 0,2$. Длина образца составляла 44,0 мм. Расчетные зависимости вычисленных значений действительной составляющей ε_1 комплексной диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$ от частоты при различной ширине воздушного зазора представлены на рис. 2 и 3.

Как видно из графиков, вычисленные значения для ε_1 (рис. 2) по величине меньше исходного значения $\varepsilon_1=10$, а погрешность при определении ε_1 возрастает при увеличении ширины зазора. Максимальное значение погрешности при ширине зазора 0,1 мм составляет 4,5 %. На рис.3 представлены аналогичные зависимости для тангенса угла диэлектрических потерь. Здесь расчетные значения $\operatorname{tg}\delta$ при ширине зазора 0,2 мм практически во всей полосе частот меньше исходного значения $\operatorname{tg}\delta = 0,2$, а при ширине зазора 0,4 мм и более превышают его. Мы наблюдаем также, что, начиная с 0,4 мм, с ростом ширины зазора увеличивается погрешность в определении $\operatorname{tg}\delta$. Максимальная величина погрешности при воздушном зазоре 0.1 мм составляет 5,5 %.

А теперь рассмотрим результаты численного эксперимента для **миллиметрового** диапазона в полосе частот от 26,5 до 40 ГГц. Поперечные размеры волновода равнялись $a \times b = 7,11 \times 3,56$ мм. Проанализируем полученные данные для исследуемого материала с исходными параметрами $\varepsilon_1 = 10$; $\operatorname{tg}\delta = 0,1$. Длина образца равнялась 29,05 мм. Расчетные зависимости вычисленных значений действительной составляющей ε_1 комплексной диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$ от частоты при различной ширине воздушного зазора представлены на рис. 4 и 5. Здесь также, как и в сантиметровом диапазоне, вычисленные значения для ε_1 меньше исходного значения, а для $\operatorname{tg}\delta$ превышают его. Однако влияние воздушного зазора на результаты вычислений сложнее. Так, при увеличении

воздушного зазора до 0,6 мм растет погрешность в определении как ϵ_1 , так и $\text{tg}\delta$. При дальнейшем росте зазора до 0,1мм погрешность в определении ϵ_1 практически не меняется, а для $\text{tg}\delta$ она в нижней части частотного диапазона меньше, чем при 0,6 мм, затем сравнивается, а в верхней становится больше.

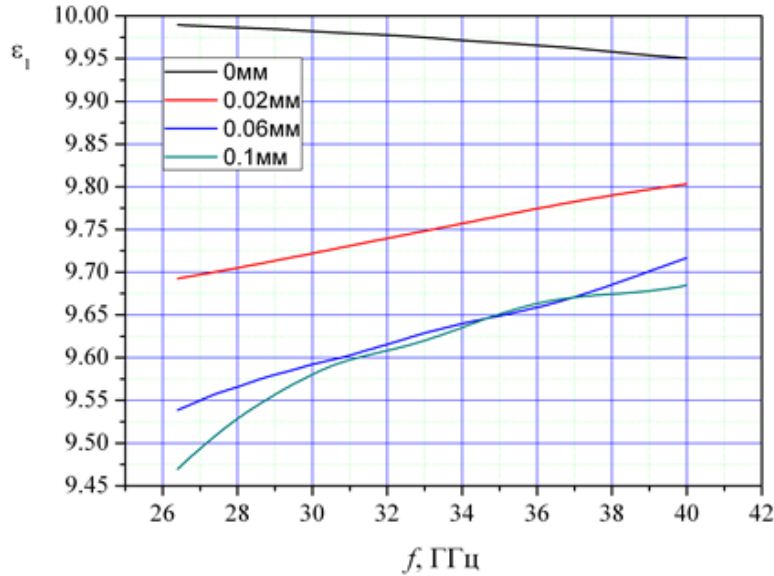


Рис. 4 Зависимость действительной составляющей ϵ_1 комплексной диэлектрической проницаемости от частоты f при различной ширине воздушного зазора между широкой стенкой волновода и образцом (ширина воздушного зазора изменяется от 0 до 0,1 мм. Исходные параметры исследуемого материала составляют $\epsilon_1 = 10$; $\text{tg}\delta = 0,1$).

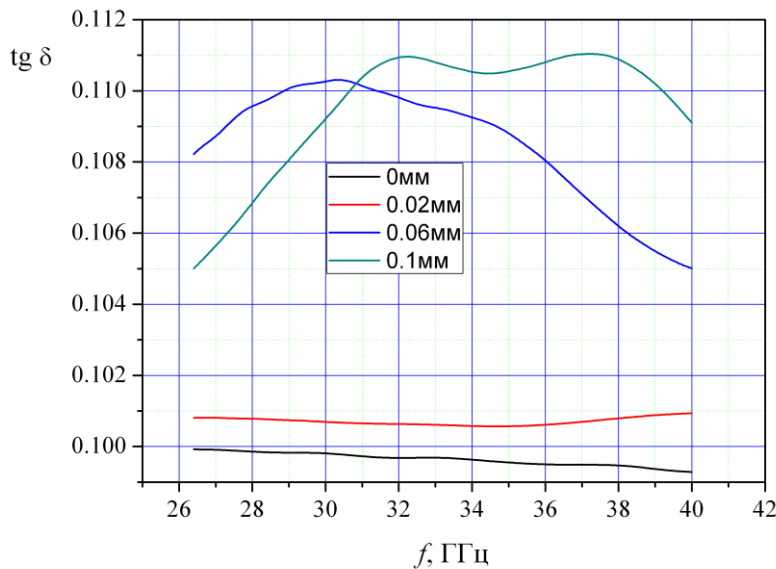


Рис. 5 Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$ от частоты f при различной ширине воздушного зазора между широкой стенкой волновода и образцом (ширина воздушного зазора изменяется от 0 до 0,1 мм. Исходные параметры исследуемого материала составляют $\epsilon_1 = 10$; $\text{tg}\delta = 0,1$).

3. Способы уменьшения погрешности, связанной с наличием воздушного зазора, при определении комплексной диэлектрической проницаемости

Воздушный зазор между образцом и широкой стенкой волновода присутствует практически всегда. Для уменьшения погрешности измерений, связанной с наличием воздушного зазора, существует две возможности. Первая возможность связана с заполнением этого зазора диэлектрической пастой, диэлектрические параметры которой были бы близки к диэлектрическим характеристикам исследуемого материала. Но на практике это реализовать сложно, особенно для материалов с большой действительной составляющей ϵ_1 комплексной диэлектрической проницаемости. Вторая возможность практически реализуема и связана с заполнением зазора материалом с хорошей электропроводностью. Мы детально исследовали этот случай. Расчет проводился в два этапа. На первом этапе металлический выступ волновода полностью заполнял воздушный зазор (рис. 6). Расчеты показали существенное уменьшение погрешности измерений.

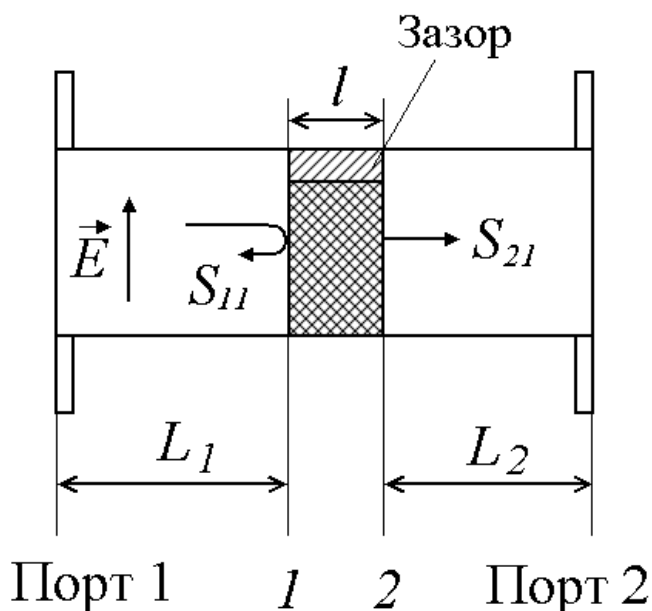


Рис. 6. Волноводная секция с исследуемым образцом в случае заполнения воздушного зазора материалом с хорошей электропроводностью.

На втором этапе воздушный зазор заполнялся реально существующей пастой на основе серебра, удельная проводимость которой составляет $\sigma = 2 \cdot 10^6$

См/м. Полученные результаты для обоих случаев представлены на рис. 7 - 10. Анализ этих зависимостей показывает, что, во – первых, здесь, как и в случаях рассмотренных выше, проявляется конечная проводимость материала стенок волновода. Особенно это заметно в миллиметровом диапазоне (рис. 9 - 10), где при нулевом воздушном зазоре вычисленные значения отличаются от исходных. Во – вторых, наблюдается заметное уменьшение отклонений вычисленных значений от исходных. Максимальная погрешность при заполненном пастой зазоре не превышает 0,5 % при определении как ϵ_1 , так и $\text{tg}\delta$. Для большей наглядности проведем сравнение результатов расчетов при наличии воздушного зазора и при заполнении его проводящей пастой. Так, в миллиметровом диапазоне для материала с исходными параметрами $\epsilon_1 = 10$, $\text{tg}\delta = 0,1$ при наличии воздушного зазора шириной 0,1 мм максимальная погрешность при определении ϵ_1 составляла 5,5 % и 11 % для $\text{tg}\delta$. В случае же заполнения этого зазора указанной пастой она уменьшилась до 0,5 % как для ϵ_1 , так для $\text{tg}\delta$ (см рис. 4 - 5 и 9 - 10).

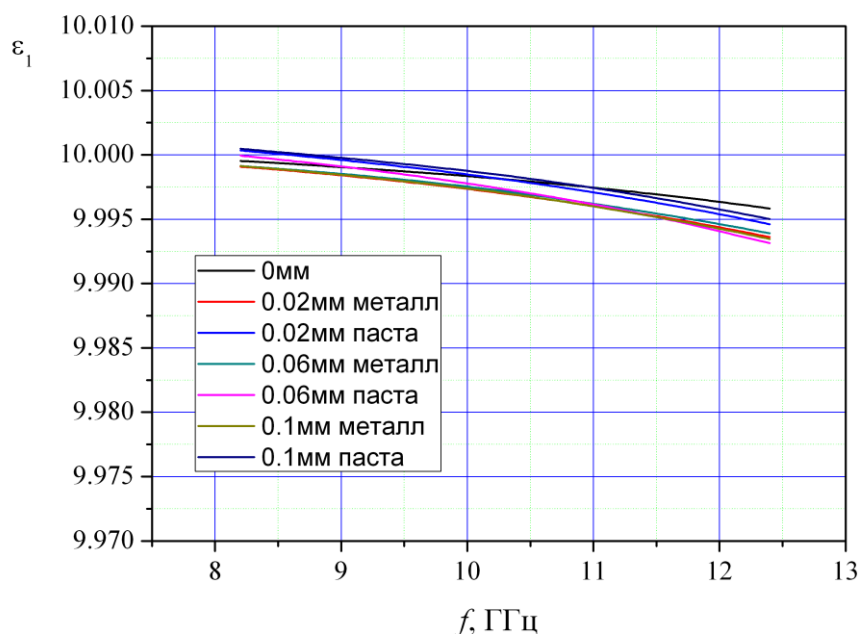


Рис. 7 Зависимость действительной составляющей ϵ_1 комплексной диэлектрической проницаемости от частоты f при заполнении зазора металлом и электропроводящей пастой. Исходные параметры исследуемого материала составляют $\epsilon_1 = 10$; $\text{tg}\delta = 0,2$.

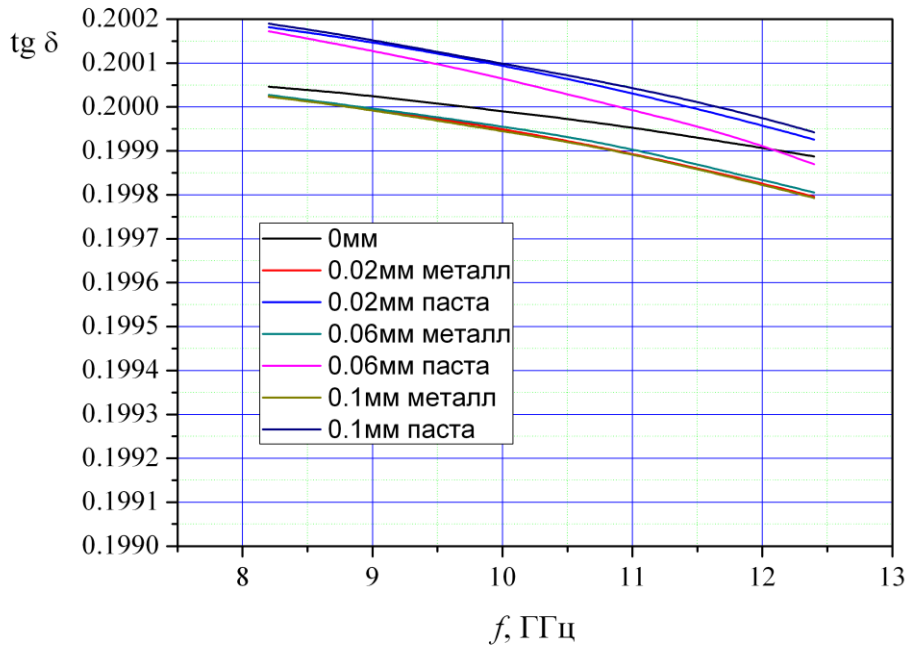


Рис. 8 Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg} \delta$ от частоты f при заполнении зазора металлом и электропроводящей пастой. Исходные параметры исследуемого материала составляют $\epsilon_1 = 10$; $\text{tg} \delta = 0,2$.

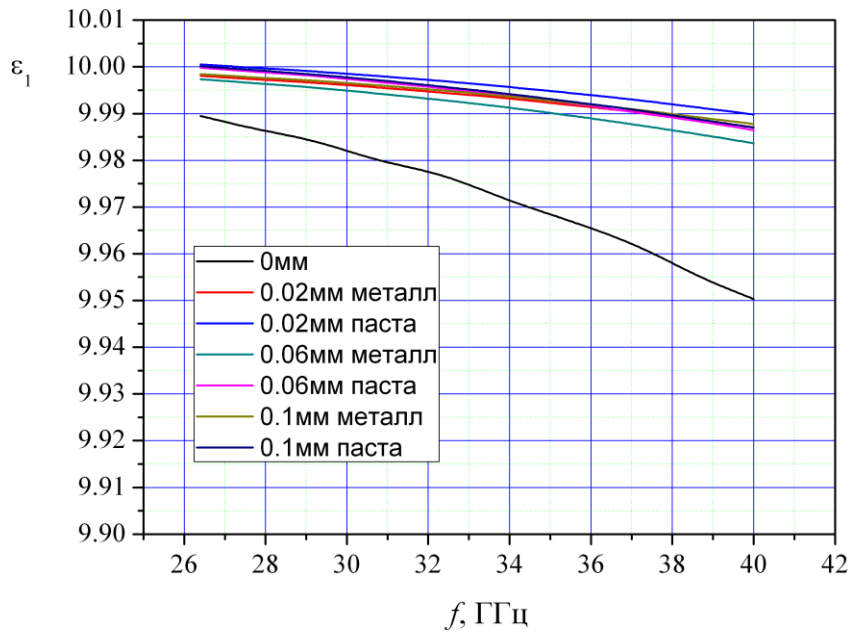


Рис. 9 Зависимость действительной составляющей ϵ_1 комплексной диэлектрической проницаемости от частоты f при заполнении зазора металлом и электропроводящей пастой. Исходные параметры исследуемого материала составляют $\epsilon_1 = 10$; $\text{tg} \delta = 0,1$.

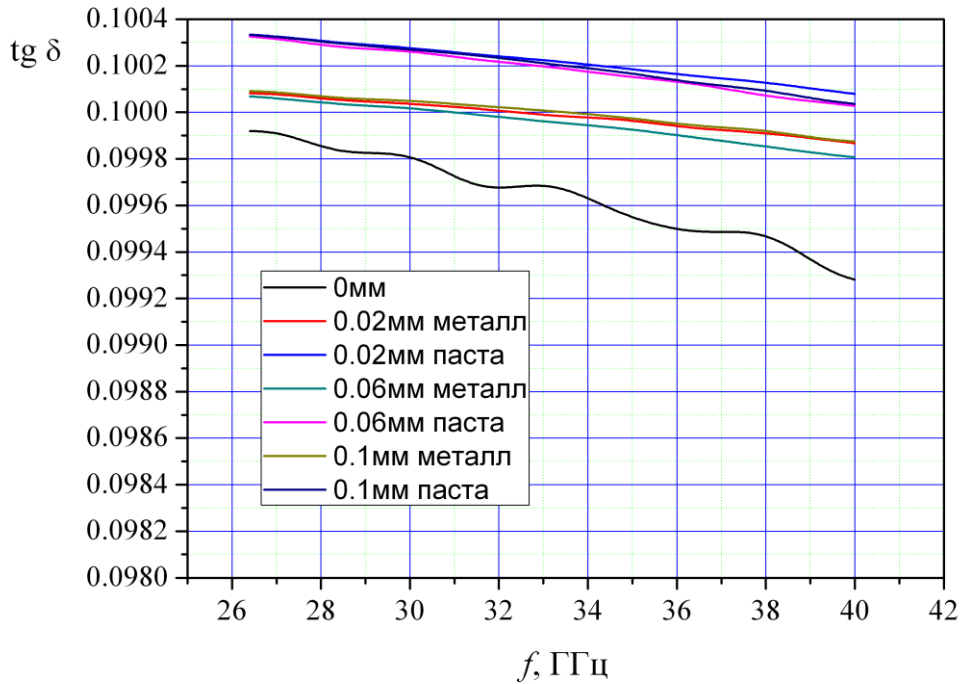


Рис. 10 Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ от частоты f при заполнении зазора металлом и электропроводящей пастой. Исходные параметры исследуемого материала составляют $\epsilon_1 = 10$; $\operatorname{tg} \delta = 0,1$.

Заключение

Представлены результаты численного эксперимента при определении комплексной диэлектрической проницаемости волноводным методом в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Расчеты проводились для материалов со значением действительной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon_1 = 10$ и тангенсами угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$, равными 0,1 – 0,2. Диэлектрики с такими значениями тангенса угла диэлектрических потерь обычно используются в качестве поглотителей энергии. Показано, что даже незначительный воздушный зазор между образцом и широкой стенкой волновода вносит существенную погрешность в результаты измерений, которая при определении $\operatorname{tg} \delta$ достигает 11 %. Для уменьшения этой погрешности предлагается заполнять воздушный промежуток электропроводящей пастой. Проведенные расчеты показали, что при заполнении этого промежутка пастой на основе серебра с удельной

проводимостью $\sigma = 2 \cdot 10^6$ См/м максимальная погрешность, связанная с этим фактором, не превышает 0,5 % как для ϵ_1 , так и для $\text{tg}\delta$.

Литература

1. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1963.
2. Chen L.F., Ong C.K., Neo C.P., Varadan V.V., and Varadan V.K. *Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization*. John Wiley & Sons, Ltd., 2004. P. 552.
3. М. П. Пархоменко, Д. С. Калёнов, Н. А. Федосеев, И. С. Еремин, В. М. Колесникова, Д. А. Ковтыков. Улучшенный резонаторный метод для измерения комплексной диэлектрической проницаемости материалов. // Радиотехника и электроника, 2017. т.62. №7. С. 651-656
4. Parkhomenko M.P., Kalenov D.S., Fedoseev N.A., Eremin I.S., Ralchenko V.G., Bolshakov A.P., Ashkinazi E.E., Popovich A.F., Balla V.K., and Mallik A.K. Measurement of the Complex Permittivity of Polycrystalline Diamond by the Resonator Method in the Millimeter Range. *Phys. Wave Phenom*, 2015, No. 23(3), pp. 202-208.
5. Nicolson A.M., and Ross G.F. Measurements of the Intrinsic Properties of Materials by Time-Domain Techniques, *IEEE Trans.* 1970. Vol. IM-19. No. 4. 1970, P. 377.
6. Weir W.B. Automatic Measurement of Complex Dielectric Constant and Permeability at Microwave Frequencies. *Proceedings of the IEEE*. 1974. Vol. 62. No. 1. P. 33.
7. Пархоменко М. П., Савельев С. В., Фон Гратовски С. В. Исследование диэлектрических свойств крови и разработка резонаторного метода для неинвазивного измерения содержания глюкозы в крови. // Радиотехника и электроника, 2017, т.62, №3, с. 276-291.
8. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т. 1. М.:Высш. шк., 1970. С. 440.

Для цитирования:

М. П. Пархоменко, Д. С. Калёнов, И. С. Ерёмин, Н. А. Федосеев, В. М. Колесникова, Ю. Л. Баринов. Волноводный метод измерений электромагнитных параметров материалов в СВЧ диапазоне и оценка погрешности измерений. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. № 9. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep18/6/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719.2018.9.6