

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.372.825

ИЗМЕРЕНИЕ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
ПРОНИЦАЕМОСТИ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ГРЕБНЕВОГО
ВОЛНОВОДА

© 2020 г. А. В. Донченко^{а, *}, Г. Ф. Заргано^а, В. В. Земляков^а, А. Б. Клещенко^а

^аЮжный федеральный университет,
ул. Зорге, 5, Ростов-на-Дону, 344090 Российская Федерация

*E-mail: engineer.donchenko@gmail.com

Поступила в редакцию 24.12.2018 г.

После доработки 24.12.2018 г.

Принята к публикации 17.01.2019 г.

Решена задача определения комплексной диэлектрической проницаемости материалов в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн на основе волноводного метода с применением H -волновода. За счет использования отрезка H -волновода в качестве измерительной ячейки расширен рабочий диапазон частот, а также повышена точность измерений благодаря локализации энергии электромагнитного поля в пространстве между металлическими гребнями. Осуществлен расчет электромагнитных полей гибридных типов волн в H -волноводе методом частичных областей с учетом особенности электромагнитного поля на металлических и диэлектрических ребрах. Представлены результаты измерения комплексной диэлектрической проницаемости для образцов, выполненных из эбонита, тефлона и стеклотекстолита.

DOI: 10.31857/S0033849420050022

ВВЕДЕНИЕ

Стремительное развитие нанотехнологий и материаловедения открывает перспективы создания новых СВЧ-материалов, включая композитные и интеллектуальные [1]. Их применение существенно изменяет электродинамические характеристики элементов и устройств, позволяя создавать, в том числе, устройства с управляемыми характеристиками. Однако успешное применение новых материалов на СВЧ сталкивается на практике с рядом сложностей, одной из которых является необходимость высокоточного определения комплексной диэлектрической проницаемости, в том числе и ее частотной зависимости в максимально широком диапазоне.

В зависимости от топологии СВЧ-устройства диэлектрические материалы изготавливаются как в виде тонких пленок, так и в виде объемных образцов. Так, например, известно, что размещение объемного диэлектрика в волноводе позволяет изменить его критические частоты, постоянные распространения и структуры электромагнитных полей [2].

Диэлектрическую проницаемость материалов на частотах до 1 ГГц чаще всего определяют, используя диэлектрический резонатор в микрополосковой линии [3]. Однако открытость микрополосковой

линии приводит к значительным потерям электромагнитной энергии на более высоких частотах и, как следствие, не обеспечивают достаточную точность измерений. Для проведения измерений в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн чаще всего используют волноводные методы измерения [4]. В этом случае образец исследуемого материала помещают внутрь волноводящей структуры, в основном прямоугольного поперечного сечения, и он, как правило, полностью заполняет ее поперечное сечение.

Недостатками применения прямоугольного волновода для измерения диэлектрической проницаемости являются узкий рабочий диапазон частот, а также существенные технологические трудности и заметная потеря точности измерений при работе с тонкими образцами и пленками.

Цель данной работы – создать новый метод волноводных измерений с использованием в качестве измерительной ячейки H -волновода, который обладает рядом преимуществ по сравнению с простым прямоугольным, в частности, позволяет расширить частотный диапазон измерений. Так, например, ширина полосы одномодового режима H -волновода WRD750 составляет 7.5...18 ГГц, а ширина полосы аналогичного прямоугольного волновода WR90 только 8.2...12.4 ГГц [5].

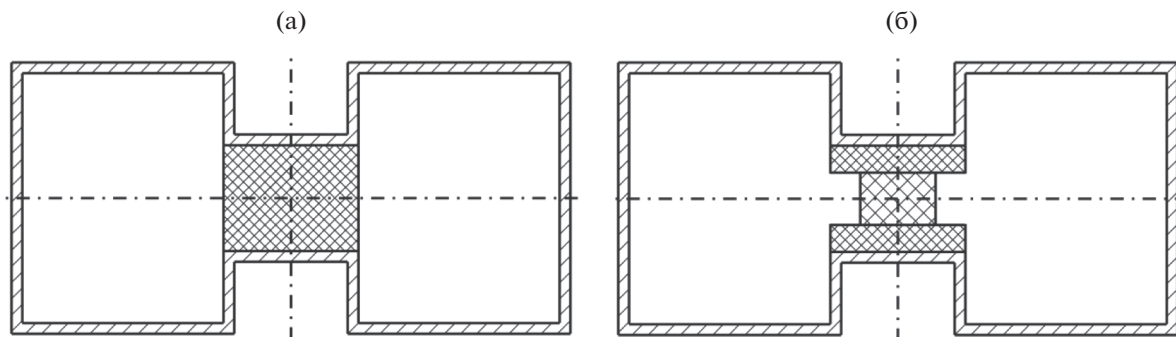


Рис. 1. Поперечное сечение H -волновода: а – с образцом, заполняющим пространство между гребнями; б – с диэлектрическим образцом, зажатым между двумя диэлектрическими подложками.

1. H -ВОЛНОВОД КАК ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ЯЧЕЙКА

Поскольку электромагнитная энергия основной волны H -волновода сосредоточена в зазоре между металлическими гребнями [6], то исследуемые образцы диэлектрика помещали в эту область. Для проведения исследований были изготовлены два образца. Один образец заполнял зазор полностью (далее – образец 1) (рис. 1а), а второй образец зажимали с двух сторон подложками с малой диэлектрической проницаемостью и затем помещали в зазор (далее – образец 2) (рис. 1б). Размещение диэлектрического образца между гребнями позволяет существенно повысить чувствительность измерительного прибора и, как следствие, точность проводимых измерений по сравнению с точностью измерений в прямоугольном волноводе. Кроме того, благодаря возможности относительно свободно изменять размеры гребней H -волновода удается легко адаптировать измерительную ячейку для образцов материалов различной толщины, включая диэлектрические пленки.

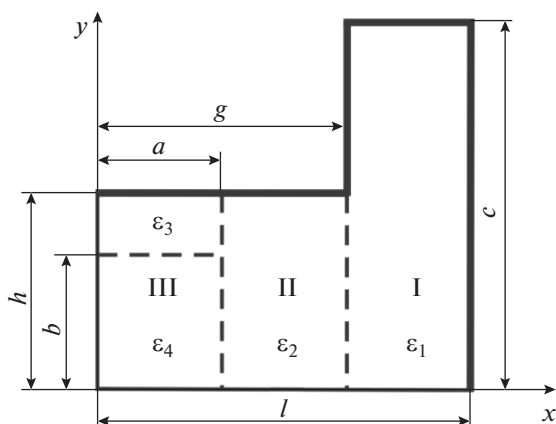


Рис. 2. Г-образная область с кусочно-слоистым диэлектриком.

Основная сложность использования H -волноводов в качестве измерительных ячеек – необходимость высокоточного расчета его электродинамических характеристик, как для волновода с воздушным заполнением, так и для волновода, частично заполненного диэлектриком (рис. 1).

Решение данной задачи обеспечивает метод частичных областей с учетом особенностей поведения электромагнитного поля вблизи диэлектрического и металлического ребер волновода [6]. Подробный ход проведенного электродинамического расчета для Г-образной структуры, изображенной на рис. 2, и анализ корректности получаемых результатов, в том числе при сравнении с известными численными методами, описан в работе [7]. На основе алгоритма работы [7] была создана программа для расчета критических частот, постоянных распространения и визуализации структур электромагнитных полей гибридных типов волн, распространяющихся в волноводах со слоистым и кусочно-слоистым диэлектрическим заполнением.

В качестве измерительной ячейки для проведения измерения комплексной диэлектрической проницаемости был выбран H -волновод WRD750 [8] с рабочей полосой частот 7.5...18 ГГц и размерами: $l = 8.775$ мм, $g = 2.195$ мм, $h = 1.725$ мм, $c = 4.075$ мм.

Проведен расчет первых двух критических частот f_c HE -волн, распространяющихся в волноводе WRD750 с воздушным заполнением, с применением образца 1 и образца 2 ($a = 1.32$ мм, $b = 0.88$ мм). Последний вариант является гипотетическим и направлен на лучшее понимание влияния кусочно-слоистого диэлектрического заполнения на поведение электромагнитного поля внутри волновода сложного сечения. Результаты расчетов приведены в табл. 1.

Представленные в табл. 1 данные показывают, что диэлектрическая проницаемость образца влияет на критические частоты гибридных волн в волноводе: чем больше величина диэлектриче-

Таблица 1. Результаты расчета критических частот *HE*-волн (ГГц)

| Тип волны | $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = 1$ | $\epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = 2$ | $\epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = 2.4$ | $\epsilon_4 = 2$ | $\epsilon_4 = 2.4$ |
|-----------|---|--|--|------------------|--------------------|
| Основная | 6.1943 | 4.9035 | 4.5723 | 5.8338 | 5.7495 |
| Вторая | 18.4487 | 17.2269 | 16.7174 | 18.3470 | 18.3133 |

ской проницаемости и чем больше геометрический размер образца, тем сильнее уменьшаются критические частоты *HE*-волн. Так, для образца 1 с $\epsilon = 2$ уменьшение критической частоты основной *HE*-волны составляет 20.84% от ее значения для случая воздушного заполнения, а если величина повышается до $\epsilon = 2.4$, то критическая частота уменьшится на 26.19%. Но для образца 2 с $\epsilon = 2.4$ ($a = 1.32$ мм, $b = 0.88$ мм) критическая частота уменьшится только на 7.18%.

Для расчета комплексной постоянной распространения $\gamma = \beta - i\alpha$ (α – коэффициент затухания, β – фазовая постоянная) использовали метод, изложенный в работе [9] для диэлектриков с малыми потерями. В этом случае γ представляется как функция от $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$ и раскладывается в ряд Тейлора:

$$\gamma(\epsilon' - i\epsilon'') \approx \gamma(\epsilon') - i\epsilon'' \frac{d\gamma(\epsilon')}{d\epsilon} - \frac{(\epsilon'')^2}{2} \frac{d^2\gamma(\epsilon')}{d\epsilon^2}. \quad (1)$$

Поскольку функция $\gamma(\epsilon)$ аналитическая, производные не зависят от направления и могут быть заменены конечными разностями:

$$\begin{aligned} \epsilon'' \frac{d\gamma(\epsilon')}{d\epsilon} &\approx \gamma(\epsilon') - \gamma(\epsilon' - \epsilon''), \\ (\epsilon'')^2 \frac{d^2\gamma(\epsilon')}{d\epsilon^2} &\approx \gamma(\epsilon' + \epsilon'') + \gamma(\epsilon' - \epsilon'') - 2\gamma(\epsilon'), \\ \gamma(\epsilon' - i\epsilon'') &\approx \left[2\gamma(\epsilon') - \frac{\gamma(\epsilon' + \epsilon'') + \gamma(\epsilon' - \epsilon'')}{2} \right] - \\ &\quad - i[\gamma(\epsilon') - \gamma(\epsilon' - \epsilon'')], \\ \beta &= 2\gamma(\epsilon') - \frac{\gamma(\epsilon' + \epsilon'') + \gamma(\epsilon' - \epsilon'')}{2}; \\ \alpha &= \gamma(\epsilon' - \epsilon'') - \gamma(\epsilon'). \end{aligned} \quad (2)$$

Были рассчитаны постоянные распространения γ первой и второй *HE*-волн на рабочей частоте $f = 10$ ГГц при отсутствии потерь ($\alpha = 0$) и постоянные распространения $\gamma_{\text{пот}}$ для материалов с потерями ($\alpha \neq 0$, тангенс угла диэлектрических потерь принят $\text{tg}\delta = 5 \times 10^{-3}$). Результаты расчетов приведены в табл. 2. Эти данные показывают, что чем больше геометрические размеры образца и чем выше диэлектрическая проницаемость, тем больше величина постоянной распространения основной волны на рабочей частоте.

Для *H*-волновода с диэлектрическими образцами $\epsilon = 2.4$ (см. рис. 1) была визуализирована струк-

тура электромагнитного поля основной *HE*-волны на рабочей частоте $f = 10$ ГГц (рис. 3 и 4) при $\beta = 225.2$ и 185.06 м⁻¹ соответственно.

Как видим из рис. 3 и 4, электрическое поле основной волны не только сосредоточено под гребнем волновода, но также испытывает искажение и “втягивается” в пространство диэлектрика (см. рис. 4). Эта особенность позволяет сделать вывод, что если использовать в качестве измерительной ячейки *H*-волновод и разместить образец между гребнями волновода – в максимуме электрической энергии основной волны, то можно существенно повысить чувствительность используемой для измерений первичной измерительной ячейки и, как следствие, точность всей измерительной установки.

С помощью разработанной программы были построены графики зависимостей (рис. 5) фазовой постоянной волны β от диэлектрической проницаемости материала для исследуемых образцов 1 (кривая 1) и 2 ($a = 1.32$ мм, $b = 0.88$ мм) (кривая 2). Расчеты проводились на рабочей частоте $f = 10$ ГГц.

Графики показывают, что фазовая постоянная существенно зависит не только от величины диэлектрической проницаемости, но также от размеров самого образца. Поэтому при проведении измерений, если материал не является тонкой пластиной или пленкой, для повышения точности необходимо стремиться заполнить образцом все пространство между гребнями *H*-волновода (см. рис. 1а).

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

Предлагаемая измерительная установка состоит из векторного СВЧ-анализатора цепей, двух коаксиальных линий, двух коаксиально волно-

Таблица 2. Результаты расчета постоянных распространения *HE*-волн

| Образец | ϵ | $\gamma, \text{м}^{-1}$ ($\alpha = 0$) | $\gamma_{\text{пот}}, \text{м}^{-1}$ ($\alpha \neq 0$) |
|--|------------|---|---|
| Образец 1 | 2 | 232.24 | $232.24 + 0.593i$ |
| | 2.4 | 255.20 | $255.23 + 0.672i$ |
| Образец 2 ($a = 1.32$ мм, $b = 0.88$ мм) | 2 | 180.95 | $180.95 + 0.114i$ |
| | 2.4 | 185.06 | $185.08 + 0.114i$ |

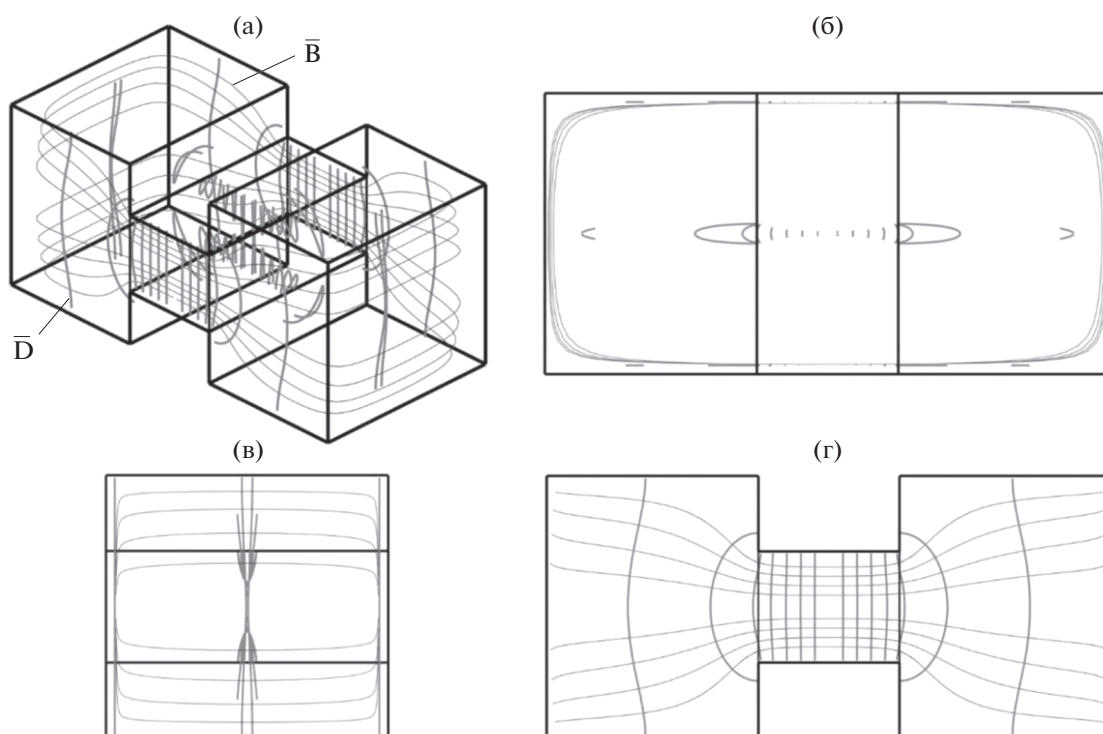


Рис. 3. Трехмерная структура электромагнитного поля (а) и проекции на координатные плоскости (б)–(г) для основной HE -волны в H -волноводе с диэлектрическим образцом 1 при $\beta = 255.2 \text{ м}^{-1}$ (D и B соответственно векторы электрической и магнитной индукции поля).

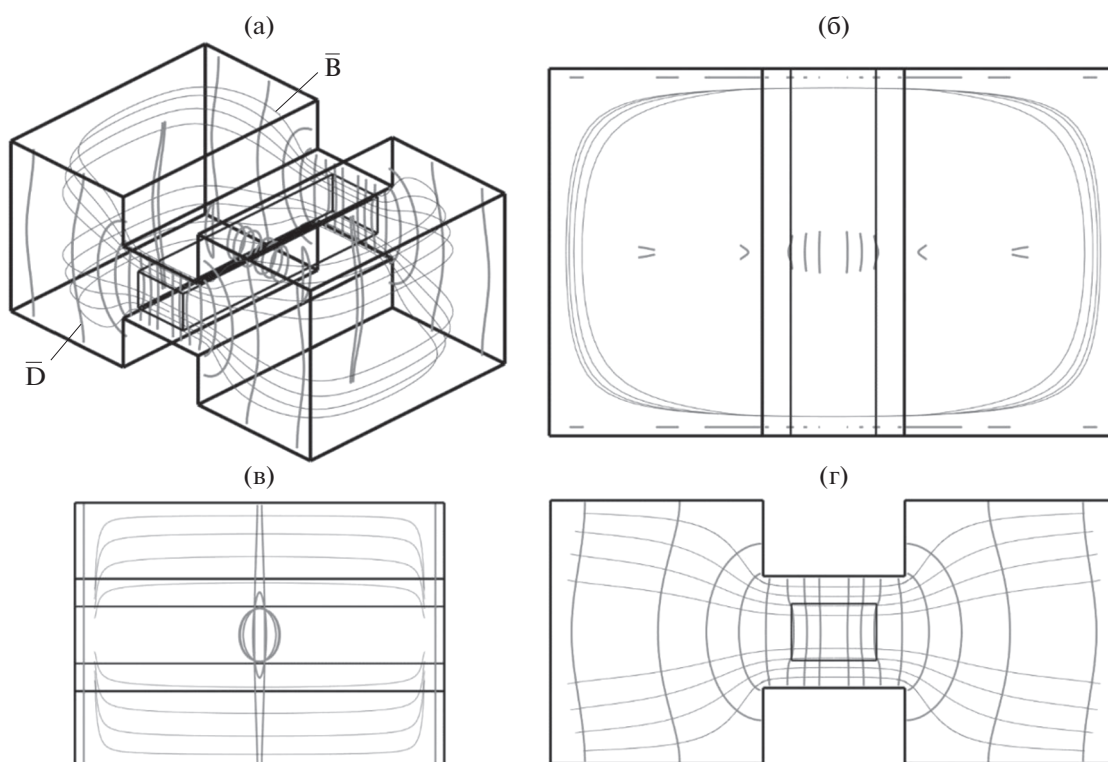


Рис. 4. Трехмерная структура электромагнитного поля (а) и проекции на координатные плоскости (б)–(г) для основной HE -волны в H -волноводе с диэлектрическим образцом 2 при $\beta = 185.06 \text{ м}^{-1}$ (D и B соответственно векторы электрической и магнитной индукции поля).

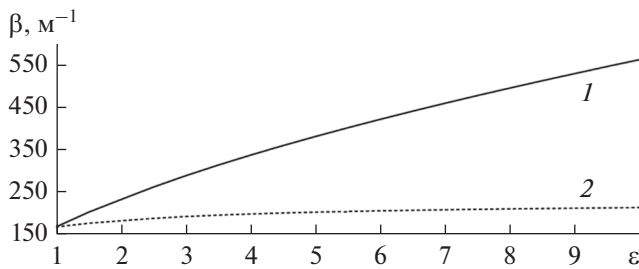


Рис. 5. Графики зависимостей фазовой постоянной волны от диэлектрической проницаемости материала для образцов 1 (1) и 2 (2).

водных переходов и измерительной ячейки, представляющей собой *H*-волновод (рис. 6а).

Для повышения точности измерений, чтобы убрать ошибку измерений, связанную с отражением электромагнитной волны от границы раздела воздух–диэлектрик, были использованы образцы различной длины.

Измерения проводили в следующей последовательности. Вначале измеряли набег фазы основной волны $\varphi_{\min}(f)$ в *H*-волноводе с диэлектриком малой длины z_{\min} в широком диапазоне частот. Диэлектрик размещали в волноводе, как показано на рис. 1. Затем в *H*-волновод помещали более протяженный образец диэлектрика с длиной z_{\max} . Измеряли набег фазы основной волны в волноводе с протяженным диэлектриком $\varphi_{\max}(f)$ и находили разность фаз по формуле

$$d\varphi(f) = \varphi_{\max}(f) - \varphi_{\min}(f).$$

Учитывая, что

$$d\varphi = [\beta_{\text{возд}}(f) - \beta_{\epsilon}(f)] dz,$$

где $\beta_{\text{возд}}(f)$ – фазовая постоянная в *H*-волноводе с воздушным заполнением, $\beta_{\epsilon}(f)$ – фазовая постоянная в *H*-волноводе с образцом, $dz = (z_{\max} - z_{\min})$, приходим к формуле определения постоянной

распространения волны в волноводе с образцом диэлектрика:

$$\beta_{\epsilon}(f) = \frac{\beta_{\text{возд}} dz - d\varphi}{dz}. \quad (3)$$

Ошибку косвенных измерений $\Delta\beta_{\epsilon}$ для формулы (3) находили по формуле

$$\Delta\beta_{\epsilon} = \pm \frac{2\Delta\varphi}{dz}, \quad (4)$$

где $\Delta\varphi$ – абсолютная ошибка измерения набег фазы.

Анализируя формулу (4), приходим к выводу, что увеличить точность измерений можно, увеличив протяженность длинного образца z_{\max} . Если найдена $\beta_{\epsilon}(f)$, то с использованием разработанной программы находим величину $\epsilon(f)$.

Для измерения мнимой части диэлектрической проницаемости применяли следующую технику измерений. Сначала измеряли модули *S*-параметров $S_{11}(f)$ и $S_{12}(f)$ волны в измерительной линии с диэлектриком малой протяженности в широком диапазоне частот, затем измеряли модули *S*-параметров $S'_{11}(f)$ и $S'_{12}(f)$ волны в том же диапазоне частот в волноводе с диэлектриком большей протяженности. Затем была решена следующая система уравнений:

$$S_{11}(f)^2 + S_{12}(f)^2 + \Lambda(f) = 1 \quad (5)$$

$$S'_{11}(f)^2 + S'_{12}(f)^2 + \Lambda(f) = \exp(-2\alpha(f)dz),$$

где $\Lambda(f)$ – прочие потери в измерительной линии. Из системы (5) получили систему определения коэффициента затухания волны $\alpha(f)$:

$$\alpha(f) = -\frac{\ln(1 + S'_{11}(f)^2 + S'_{12}(f)^2 - S_{11}(f)^2 - S_{12}(f)^2)}{2dz}. \quad (6)$$

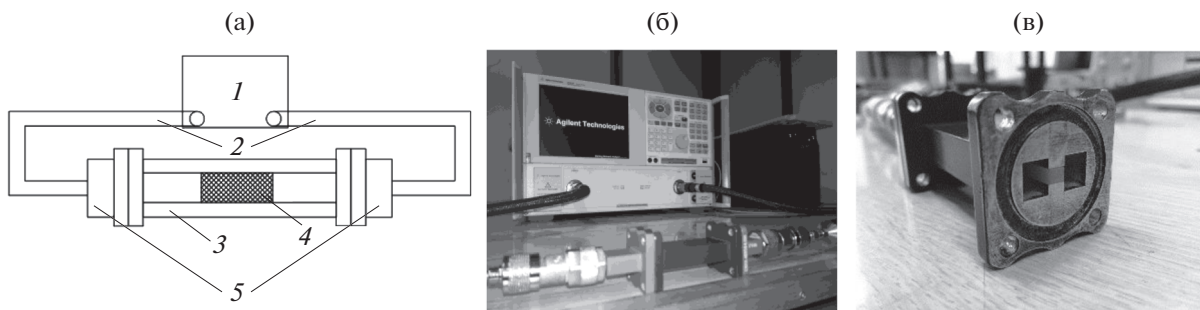


Рис. 6. Структурная схема измерительной установки (а): 1 – векторный анализатор, 2 – коаксиальные кабели, 3 – *H*-волновод, 4 – образец диэлектрика, 5 – коаксиально-волноводный переход; фото установки на векторном анализаторе цепей Agilent Technologies E8363В (б) и *H*-волновода с помещенным внутрь образцом диэлектрика (в).

Таблица 3. Результаты расчета фазовой постоянной β_ϵ образцов из тефлона и эбонита

| Материал | ϵ | $\beta_{\text{эксп}}, \text{м}^{-1}$ | Диапазон $\beta_{\text{теор}}, \text{м}^{-1}$ |
|----------|---------------|--------------------------------------|---|
| Тефлон | 2.0 ± 0.1 | 228.34 ± 1.41 | 226.22...238.14 |
| Эбонит | 2.4 ± 0.1 | 259.35 ± 1.41 | 244.61...260.71 |

Таблица 4. Сравнение экспериментальных $\epsilon_{\text{эксп}}$ и теоретических $\epsilon_{\text{теор}}$ данных комплексной диэлектрической проницаемости материалов на частоте 10 ГГц

| Материал | $\epsilon_{\text{теор}}$ | $\epsilon_{\text{эксп}}$ |
|-----------------|--------------------------|--------------------------|
| Тефлон | $2 - 0.0006i$ | $1.96 - 0.0005i$ |
| Эбонит | $2.4 - 0.0012i$ | $2.475 - 0.0013i$ |
| Стеклотекстолит | $3.9 - 0.039i$ | $3.715 - 0.036i$ |

Ошибку косвенных измерений при измерении α определяли по формуле:

$$\Delta\alpha(f) = \frac{\Delta S(2S'_{11}(f) + 2S'_{12}(f) + 2S_{11}(f) + 2S_{12}(f))}{2dz(1 + S'_{11}(f)^2 + S'_{12}(f)^2 - S_{11}(f)^2 - S_{12}(f)^2)}, \quad (7)$$

где ΔS – абсолютная ошибка измерения S -параметров.

Так же как и для формулы (4), повысить точность измерения коэффициента затухания можно, увеличив длину образца z_{max} .

Если найдена $\alpha(f)$ и $\beta(\epsilon')$, то с использованием формулы (2) при помощи разработанной программы находится мнимая часть диэлектрической проницаемости $\epsilon''(f)$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для проведения измерений по описанной методике использовался векторный анализатор цепей Agilent Technologies E8363B (см. фото на рис. 6б). Абсолютная ошибка измерений набега фазы в диапазоне частот 1...20 ГГц для представленного векторного анализатора составляет $\Delta\phi = \pm 0.035$ рад. Для измерений были изготовлены образцы протяженностями $z_{\text{min}} = 15$ и 64.6 мм. Подставив эти вели-

чины в формулу (4), получили величину ошибки косвенных измерений $\Delta\beta_{\text{эксп}} = \pm 1.41 \text{ м}^{-1}$.

С помощью векторного анализатора была определена разность фаз $d\phi$ на частоте 10 ГГц для образцов из эбонита и тефлона с известной диэлектрической проницаемостью [10, 11] $\epsilon = 2.4 \pm 0.1$ и $\epsilon = 2.0 \pm 0.1$ соответственно. Образцы полностью заполняли зазор H -волновода (см. рис. 1а). Подставив величину полученной разности фаз в формулу (3), рассчитали фазовую постоянную в волноводе для обоих образцов $\Delta\beta_{\text{эксп}}$. По разработанной программе был проведен также теоретический расчет фазовых постоянных $\Delta\beta_{\text{теор}}$ для крайних значений диапазона известной диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 1.9$ и 2.1 для тефлона и $\epsilon = 2.3$ и 2.5 для эбонита), что является диапазоном допустимых значений для образцов, изготовленных из рассматриваемых материалов. Полученные результаты приведены в табл. 3. Как видим, теоретические и экспериментальные данные хорошо согласуются. Значения измеренной постоянной распространения $\Delta\beta_{\text{эксп}}$ для обоих образцов попали в диапазон допустимых значений $\Delta\beta_{\text{теор}}$, полученных теоретическим методом.

По представленной методике в рабочем диапазоне частот $f = 7.5...18$ ГГц волновода WRD750 были проведены измерения действительной ϵ' и

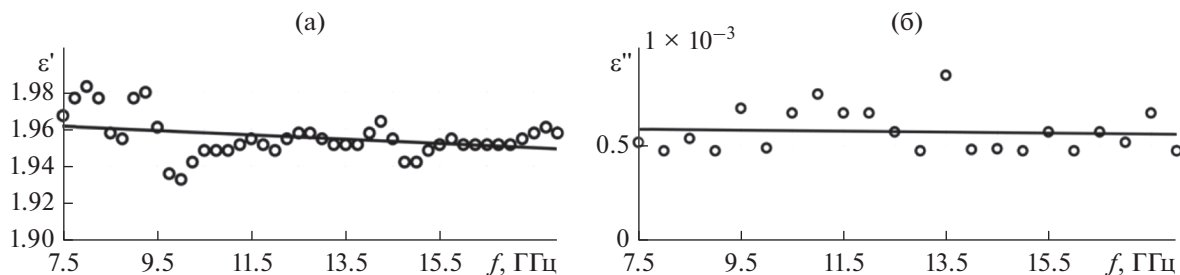


Рис. 7. Зависимости действительной ϵ' (а) и мнимой ϵ'' (б) частей диэлектрической проницаемости тефлона от частоты: точки – результаты измерений, сплошные линии – линейная интерполяция.

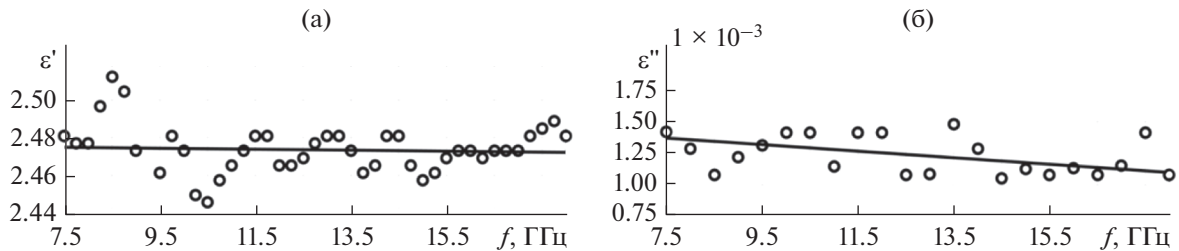


Рис. 8. Зависимости действительной ϵ' (а) и мнимой ϵ'' (б) частей диэлектрической проницаемости эбонита от частоты: точки — результаты измерений, сплошные линии — линейная интерполяция.

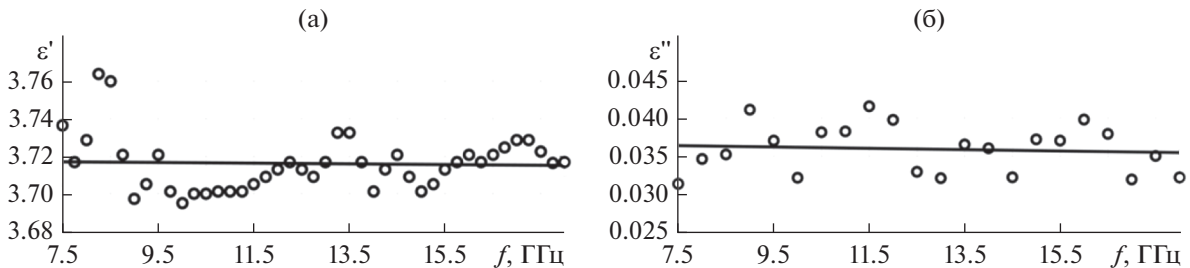


Рис. 9. Зависимости действительной ϵ' (а) и мнимой ϵ'' (б) частей диэлектрической проницаемости стеклотекстолита от частоты: точки — результаты измерений, сплошные линии — линейная интерполяция.

мнимой ϵ'' части диэлектрической проницаемости образцов из эбонита, тефлона и стеклотекстолита. Полученные зависимости диэлектрической проницаемости от частоты для этих материалов приведены на рис. 7–9. В табл. 4 представлены полученные экспериментальные результаты и теоретические данные [10–12], которые хорошо согласуются между собой.

Анализ представленных на рис. 7–9 зависимостей позволяет утверждать, что действительная часть диэлектрической проницаемости всех трех образцов обладает относительной частотной стабильностью, ее изменение в приведенном диапазоне частот составляет менее 1%. Отметим, что с ростом частоты мнимая часть диэлектрической проницаемости для всех образцов также уменьшается. Результаты приведенных измерений комплексной диэлектрической проницаемости хорошо согласуются с известными табличными значениями и с данными, полученными другими авторами [10–12].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложена методика определения комплексной диэлектрической проницаемости материалов в СВЧ- и КВЧ-диапазонах, когда в качестве измерительной ячейки использовался H -волновод. Показано, что применение гребневого волновода позволяет не только расширить частотный диапазон измерений, но и заметно повысить точность, особенно для тонких диэлектрических образцов, благодаря их размещению между гребней — в максимуме электрического поля основной волны.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Южного федерального университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Narang S.B., Bahel S.* // J. Ceramic Processing Research. 2010. V. 11. № 3. P. 316.
2. *Донченко А.В., Заргано Г.Ф.* // Физ. основы приборостроения. 2016. Т. 5. № 5. С. 40.
3. *Беляев Б.А., Дрокин Н.А., Лексиков А.А.* // Изв. вузов. Физика. 2006. № 9. С. 4553.
4. *Faktorová D.* // Measurement Science Review. 2017. V. 7. № 2. P. 12.
5. *Заргано Г.Ф., Лерер А.М., Ляпин В.П., Синявский Г.П.* Линии передачи сложных сечений. Ростов н/Д: Изд-во Ростов. ун-та, 1983.
6. *Заргано Г.Ф., Ляпин В.П., Михалевский В.С. и др.* Волноводы сложных сечений. М.: Радио и связь, 1986.
7. *Donchenko A.V., Zargano G.F., Zemlyakov V.V.* // J. Electromagn. Waves Appl. 2018. V. 32. № 6. P. 739.
8. Официальный сайт компании "Microtech Inc.". URL: <http://www.microtech-inc.com>.
9. *Lerer A.M., Donets I.V., Kalinchenko G.A., Makhno P.V.* // Photonic Research. 2014. V. 2. № 1. P. 31.
10. *Вольман В.И.* Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств. М.: Радио и связь, 1982.
11. *Насыбуллин А.Р., Ишкаев Т.М.* // Инженерный вестник Дона. 2017. № 2. (ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2017/4232)
12. *Bois K., Kirk B., Tsuk M., Quint D.* // Proc. Electronic Components and Technology Conf. N.Y.: IEEE, 2003. P. 1277.