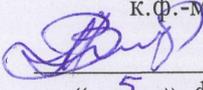


Министерство образования и науки Российской Федерации
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (НИ ТГУ)
Радиофизический факультет
Кафедра радиоэлектроники

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ В ГЭК
Руководитель ООП
к.ф.-м.н., доцент

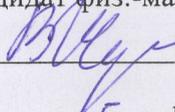

В.А. Мещеряков
« 5 » февраля 2018 г.

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА СПЕЦИАЛИСТА
**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТОВ
С ФЕРРИТОВЫМИ МИКРОСФЕРАМИ И УГЛЕРОДНЫМИ
НАНОМАТЕРИАЛАМИ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ ОТ 20 Гц ДО 18 ГГц**

по основной образовательной программе подготовки специалиста
по специальности 11.05.01 «Радиоэлектронные системы и комплексы»

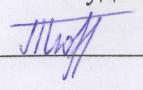
Тюнин Андрей Андреевич

Руководитель ВКР
кандидат физ.-мат. наук, доцент


В.А. Журавлев

« 5 » февраля 2018 г.

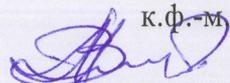
Автор работы
студент группы № 728


А.А. Тюнин

Томск 2018

Министерство образования и науки Российской Федерации
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (НИ ТГУ)
Радиофизический факультет
Кафедра радиоэлектроники

УТВЕРЖДАЮ
Руководитель ООП
к.ф.м.н., доцент


В.А. Мещеряков
« 25 » декабря 2017 г.

ЗАДАНИЕ

на подготовку выпускной квалификационной работы (ВКР)
студенту 728 группы Тюнину Андрею Андреевичу

1. Тема ВКР: Исследование электрофизических свойств композитов с ферритами и с углеродными наноматериалами в диапазоне частот 20 Гц – 18 ГГц

2. Срок сдачи студентом выполненной ВКР:

- | | |
|---------------|-------------|
| а) на кафедре | 10.02.2018, |
| б) в ГЭК | 14.02.2018 |

3. Краткое содержание работы:

В работе предполагается изучить литературу по способам измерения спектров магнитной и диэлектрической проницаемостей в микроволновом диапазоне. Провести расчет коэффициентов отражения и прохождения от пластины изотропного магнитодиэлектрика, расположенной на металлической поверхности и в свободном пространстве. Изучить методики восстановления спектров магнитной и диэлектрической проницаемости из измерений комплексных значений S параметров. Разработать программу расчета компонент МП и ДП методом произвольного расположения образца в измерительной ячейке. Подготовить образцы и провести исследования диэлектрической проницаемости композитов R/T методом.

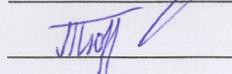
4. Календарный график выполнения ВКР:

а) оформление литературного обзора	15.01.2018–22.01-2018
б) оформление материалов по измерениям параметров материалов	15.01.2018–22.01-2018
в) оформление конструкторско-технологической документации	22.01.2018–29.01-2018
г) оформление выводов по работе	29.01.2018–05.02-2018
д) техническое оформление ВКР в соответствии с требованиями	29.01.2018–05.02-2018
е) оформление документов на цитируемую чистоту работы	05.02.2017–12.02-2018
ж) оформление документов для сдачи работы в библиотеку	05.02.2017–12.02-2018

5. Дата выдачи задания « 25 » декабря 2017 г.

Руководитель ВКР –
кандидат физ.-мат. наук, доцент
кафедры радиоэлектроники

Задание принял к исполнению


Журавлев В.А.

Тюнин А.А.

РЕФЕРАТ

Выпускная квалификационная работа, 59 с., 3 гл., 35 рис., 3 табл., 18 источников.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ, ВЧ, СВЧ, КОМПОЗИЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ, МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ, УГЛЕРОДНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Объектом исследования являются композиционные материалы, содержащие ферритовые микросферы и углеродные наноматериалы.

Цель работы – проведение измерений спектров магнитной (МП) и диэлектрической (ДП) проницаемостей композитов с магнетитовыми микросферами и углеродными наноматериалами в диапазоне частот от 20 Гц до 18 ГГц.

Задачи:

а) Подготовить образцы и провести измерения спектров диэлектрической и магнитной проницаемостей композитных материалов, содержащих ферритовые микросферы и углеродные наноматериалы;

б) Изучить методики восстановления спектров магнитной и диэлектрической проницаемости из измерений $R-T$ методом комплексных значений S -параметров в СВЧ диапазоне, конденсаторным методом в НЧ диапазоне.

В результате работы:

1) проведен литературный обзор;
2) изготовлены экспериментальные образцы;
3) подготовлены образцы для измерений $R-T$ методом в коаксиальном тракте $7 \times 3,05$ мм;

4) измерены спектры комплексных значений магнитной и диэлектрической проницаемостей композитов в диапазоне частот от 20 Гц до 2 МГц прибором фирмы Agilent E4980A и магнитной проницаемости композитов с микросферами магнетита в диапазонах частот от 1 МГц до 1 ГГц прибором фирмы Keysight Technologies E4991B, от 10 МГц до 18 ГГц на приборе P4M-18.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
1 Радиопоглощающие материалы	7
1.1 Плоские волны в безграничной изотропной магнитоэлектрической среде	7
1.2 Отражение ЭМВ от границы раздела двух среде	10
1.3 Расчет коэффициентов прохождения и отражения ЭМВ для слоя магнитоэлектрика	13
1.4 Отражение ЭМВ от слоя магнитодиэлектрика на металле	16
1.5 Анализ R-T методов измерения S-параметров для расчёта магнитной и диэлектрической проницаемости	18
1.6 Модифицированный метод Николсона-Росса-Веера	20
1.7 Методы измерения спектров магнитной и диэлектрической проницаемости в низкочастотном и радиодиапазонах	25
1.7.1 Конденсаторный метод измерения диэлектрической проницаемости	25
1.7.2 Индуктивный метод измерения магнитной проницаемости	29
2 Экспериментальная часть	33
2.1 Описание измерительных установок	33
2.1.1 Установка для измерения МП и ДП в СВЧ диапазоне R-T методом .	33
2.1.2 Методика низкочастотных измерений диэлектрической проницаемости	35
2.1.3 Методика измерений магнитной проницаемости с ячейкой 16454A Magnetic Material Test Fixture фирмы Agilent	37
2.2 Описание измеряемых образцов	42
2.2.1 Характеристики образцов композитов на основе углеродных наноматериалов.....	42
2.2.2 Характеристики образцов на основе микросфер магнетита.....	44
3 Результаты измерений спектров ДП и комплексной проводимости.....	48
3.1 Мнимая и действительная части диэлектрической проницаемости и проводимость образцов на основе многостенных углеродных нанотрубок. Первая группа образцов.....	48
3.2 Мнимая и действительная часть диэлектрической проницаемости и проводимости образцов на основе эпоксидной смолы и углеродных	

материалов.....	49
3.3 Спектры магнитной проницаемости первой группы образцов на основе магнетитовых микросфер.....	51
3.4 Спектры магнитной и диэлектрической проницаемостей второй группы образцов на основе магнетитовых микросфер.....	53
ВЫВОДЫ.....	56
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	57
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	58

ВВЕДЕНИЕ

Для решения задач в области антенной техники в последние три десятилетия во многих странах находят широкое применение поглотители электромагнитных волн (ПЭВ), выполненные из радиопоглощающих материалов (РПМ). Такими ПЭВ оборудуются безэховые камеры и экранированные сооружения. Первые из них предназначены для высококачественных исследований объектов радиолокационного наблюдения и снятия диаграмм направленности антенн, а вторые – для ограничения просачивания электромагнитной энергии в свободное пространство и защиты от нее обслуживающего персонала.

Хотя различные РПМ и получили широкое применение, однако еще недостаточно проведено исследований, направленных на разработку теоретических методов конструирования поглотителей, и пока еще не решен вопрос о получении поглотителя электромагнитных волн с минимальной толщиной на широкий диапазон волн. При анализе проектирования и расчета ПЭВ обычно рассматриваются методы расчета таких поглотителей с магнитно-диэлектрическими потерями [1].

Наиболее сложным вопросом при разработке РПМ и ПЭВ является задача синтеза для получения наименьшего коэффициента отражения в заданном диапазоне частот при минимальной толщине материала. Для этого необходимо знание электромагнитных параметров составных частей композиционных материалов, распределение их по толщине структуры. Обеспечение оптимальных радиотехнических характеристик смесей для РПМ и ПЭВ входят в задачу синтеза при заданном частотном диапазоне и максимально допустимом коэффициенте отражения.

Разработчики ПЭВ стремятся к созданию на отражающей поверхности неоднородного слоя, который представляет согласованную нагрузку для падающей электромагнитной волны. В зависимости от толщины слоя параметры поглотителя должны плавно меняться. Главной же задачей создания РПП и РПМ является получение малого коэффициента отражения электромагнитных волн от ПЭВ в заданном диапазоне частот [2].

В ходе исследований было доказано, что большей широкополосностью обладают двухслойные РПП по сравнению с однослойными. Первый слой таких покрытий является поглощающим. Он расположен на металлической поверхности. Второй слой служит для согласования РПП со свободным пространством. Он имеет меньшие значения магнитной и диэлектрической проницаемостей.

Целью выпускной квалификационной работы является проведение измерений спектров магнитной и диэлектрической проницаемостей композитов с магнетитовыми микросферами и углеродными наноматериалами в диапазоне частот от 20 Гц до 18 ГГц.

1. Радиопоглощающие материалы

1.1 Плоские волны в безграничной изотропной магнитоэлектрической среде

Рассмотрим распространение плоских электромагнитных волн (ЭМВ) в изотропной магнитоэлектрической среде при отсутствии сторонних зарядов и токов. Абсолютные магнитную (μ_a) и диэлектрическую (ϵ_a) проницаемости среды запишем в виде:

$$\mu_a = \mu_0 \mu, \quad \epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon, \quad (1)$$

где:

μ_0, ϵ_0 – магнитная и диэлектрическая постоянные;

μ, ϵ – относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости среды.

В случае изотропной среды μ и ϵ являются скалярными величинами. Для определённости будем считать, что волны распространяются вдоль оси z . Зависимость плоских ЭМВ от времени t и координаты z определяется формулой $\exp[i(\omega t - \gamma z)]$. ω – круговая частота, γ – постоянная распространения ЭМВ. Тогда уравнения Максвелла запишутся в следующем виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -i\omega \vec{B} = -i\omega \mu_a \vec{H}, \\ \text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = i\omega \vec{D} = i\omega \epsilon_a \vec{E}, \\ \text{div} \vec{D} = \text{div}(\epsilon_a \vec{E}) = 0, \\ \text{div} \vec{B} = \text{div}(\mu_a \vec{H}) = 0. \end{array} \right. \quad (2)$$

Здесь $\vec{E}, \vec{D}, \vec{H}, \vec{B}$ компоненты электрического и магнитного полей и электрической и магнитной индукций ЭМВ, а для плоских волн эти компоненты запишутся:

$$\vec{A} = \vec{A}_0 \exp[i(\omega t - \gamma z)]. \quad (3)$$

В декартовой системе координат:

$$\text{rot}\vec{A} = \text{rot}(A_x\vec{i} + A_y\vec{j} + A_z\vec{k}) = \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}\right)\vec{i} + \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}\right)\vec{j} + \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}\right)\vec{k}. \quad (4)$$

Так как при плосковолновом приближении у ЭМВ имеется зависимость только от координаты z , то отличными от нуля компонентами ротора будут:

$$\text{rot}\vec{A} = -\frac{\partial A_y}{\partial z}\vec{i} + \frac{\partial A_x}{\partial z}\vec{j}. \quad (5)$$

Дивергенция вектора в декартовой системе координат запишется:

$$\text{div}\vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}. \quad (6)$$

Согласно (6), решения последних двух уравнений системы (2) очевидны: $E_z = H_z = 0$. Это показывает, что в изотропной магнитоэлектрической среде распространяются только поперечные электромагнитные волны.

Рассмотрим первые два уравнения системы (2) для комплексных амплитуд поперечных компонент электромагнитных полей (E_{x0} , E_{y0} , H_{x0} , H_{y0}). В векторном виде они выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} 1. \quad & i\gamma E_{y0}\vec{i} - i\gamma E_{x0}\vec{j} = -i\omega\mu_a (H_{x0}\vec{i} + H_{y0}\vec{j} + H_{z0}\vec{k}), \\ 2. \quad & i\gamma H_{y0}\vec{i} - i\gamma H_{x0}\vec{j} = i\omega\varepsilon_a (E_{x0}\vec{i} + E_{y0}\vec{j} + E_{z0}\vec{k}). \end{aligned} \quad (7)$$

Далее, проектируя систему (7) на оси декартовой системы координат, получим систему скалярных уравнений:

Ур-е	Орт	x	y	X	Y	
1.1	\vec{i}	0	$+i\gamma E_{y0}$	$+i\omega\mu_a H_{x0}$	+0	= 0
1.2	\vec{j}	$-i\gamma E_{x0}$	+0	+0	$+i\omega\mu_a H_{y0}$	= 0
2.1	\vec{i}	$-i\omega\varepsilon_a E_{x0}$	+0	$+i\gamma H_{y0}$	+0	= 0
2.2	\vec{j}	0	$i\omega\varepsilon_a E_{y0}$	+0	$i\gamma H_{x0}$	= 0

Проекция уравнений (7) на ось z , как и выше (6), показывают очевидный результат $E_{z0} = H_{z0} = 0$.

Отсюда можем сделать следующий вывод: компонента магнитного поля H_{x0} связана только с компонентой электрического поля E_{y0} , а компонента H_{y0} – с компонентой E_{x0} . При этом

$$H_{x0} = -(\gamma/\omega\mu_a)E_{y0}, \text{ а } H_{y0} = (\gamma/\omega\mu_a)E_{x0} \quad (8)$$

Таким образом, если ЭМВ поляризована в направлении оси x , то магнитное поле ориентировано вдоль оси y , и наоборот.

Система однородных уравнений имеет решение, если ее определитель равен нулю:

$$\text{Det} = \begin{vmatrix} 0 & \gamma & \omega\mu_a & 0 \\ -\gamma & 0 & 0 & \omega\mu_a \\ -\omega\varepsilon_a & 0 & 0 & \gamma \\ 0 & \omega\varepsilon_a & \gamma & 0 \end{vmatrix} = 0. \quad (9)$$

Из решения определителя (9) получаем формулу для постоянной распространения ЭМВ γ :

$$\gamma_{1,2} = \pm \omega(\mu_a\varepsilon_a)^{1/2}. \quad (10)$$

Знак «+» показывает, что волна распространяется в положительном направлении оси z (прямая волна), а знак «-» указывает на обратное направление распространения волны (обратная волна). Воспользовавшись (10) формулы,

связывающие электрические и магнитные поля ЭМВ, можем записать в следующем виде:

$$H_{x0} = \mp Z_a^{-1} E_{y0}, \quad H_{y0} = \pm Z_a^{-1} E_{x0}, \quad (11)$$

где:

$Z_a = (\mu_a/\epsilon_a)^{1/2} = Z_0(\mu/\epsilon)^{1/2}$ – волновое сопротивление магнитодиэлектрической среды; $Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ – волновое сопротивление вакуума.

Верхний знак относится к прямым, а нижний – к обратным волнам. Видно, что вектора электрического и магнитного полей всегда составляют правую тройку относительно направления распространения.

Если ЭМВ поляризована под углом α в плоскости xz , то электрическое поле можно записать в виде:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - \gamma z)] = \{E_0 \cos(\alpha) \vec{i} + E_0 \sin(\alpha) \vec{j}\} \exp[i(\omega t - \gamma z)]. \quad (12)$$

Поэтому компоненты магнитного поля ЭМВ равны:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp[i(\omega t - \gamma z)] = \{\mp Z_a^{-1} E_0 \sin(\alpha) \vec{i} \pm Z_a^{-1} E_0 \cos(\alpha) \vec{j}\} \exp[i(\omega t - \gamma z)]. \quad (13)$$

1.2 Отражение ЭМВ от границы раздела двух сред

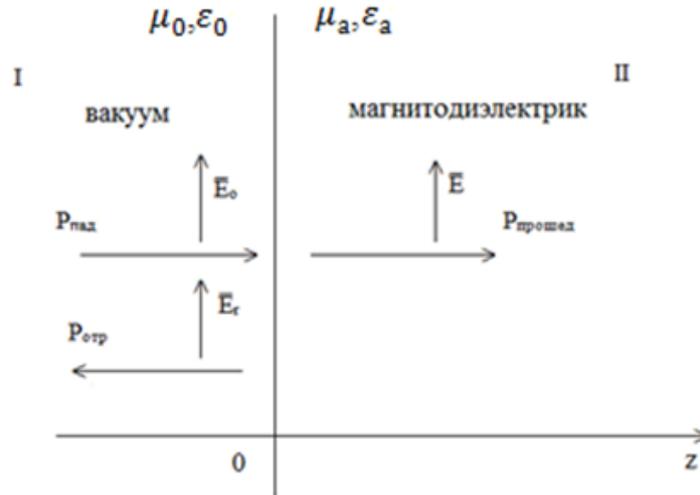
Рассмотрим задачу на отражение и прохождение плоских ЭМВ при нормальном падении на границу раздела двух полубезграничных пространств. Геометрия задачи представлена на рисунке 1.

Возьмём за направление поляризации падающей на границу раздела ЭМВ ось x . Компоненты электрического и магнитного полей падающей волны запишутся:

$$\vec{E}_{x0} = \vec{i} E_0 \exp[i(\omega t - \gamma_0 z)], \quad \vec{H}_{y0} = \vec{j} Z_0^{-1} E_0 \exp[i(\omega t - \gamma_0 z)], \quad (14)$$

где:

$\gamma_0 = \omega(\mu_0 \epsilon_0)^{1/2} = \omega/c$ – постоянная распространения;
 $Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ – волновое сопротивление вакуума;
 c – скорость света.



Среда I – вакуум, среда II – изотропный магнитодиэлектрик.

Рисунок 1 – Геометрия задачи. Отражение от границы раздела вакуум – магнитодиэлектрик

Часть мощности падающей ЭМВ отразится от границы раздела двух полупространств, т.е. появится отраженная волна:

$$\vec{E}_{xr} = \vec{i}E_r \exp[i(\omega t + \gamma_0 z)], \quad \vec{H}_{yr} = \vec{j}(-Z_0^{-1})E_r \exp[i(\omega t + \gamma_0 z)], \quad (15)$$

часть пройдет через границу раздела:

$$\vec{E}_x = \vec{i}E \exp[i(\omega t - \gamma z)], \quad \vec{H}_y = \vec{j}Z_a^{-1}E \exp[i(\omega t - \gamma z)], \quad (16)$$

где:

$\gamma = \omega(\mu_a \epsilon_a)^{1/2}$ – постоянная распространения ЭМВ;

$Z_a = (\mu_a/\epsilon_a)^{1/2}$ – волновое сопротивление магнетодиэлектрической среды.

Амплитуды отраженной (E_r) и прошедшей (E) волн определяются из граничных условий задачи на границе раздела $z = 0$:

$$\begin{aligned} 1. \quad \vec{E}_{x0} + \vec{E}_r &= \vec{E}, \\ 2. \quad \vec{H}_{y0} + \vec{H}_r &= \vec{H}. \end{aligned} \quad (17)$$

Подставив формулы (14) – (16) в (17), получим уравнения для нахождения амплитуд:

$$\begin{aligned} 1. \quad E_0 + E_r &= E, \\ 2. \quad Z_0^{-1}(E_0 - E_r) &= Z_a^{-1}E. \end{aligned} \quad (18)$$

Из второго уравнения находим $E = (Z_a / Z_0)(E_0 - E_r)$ и подставляя это выражение в первое уравнение, получим формулу для амплитуды отраженной волны:

$$E_r = \left(\frac{Z_a - Z_0}{Z_a + Z_0} \right) E_0 = \rho E_0. \quad (19)$$

Здесь ρ – коэффициент отражения от передней грани магнетодиэлектрика. Его можно выразить через относительные величины магнитной и диэлектрической проницаемостей:

$$\rho = \frac{\sqrt{\mu} - \sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\mu} + \sqrt{\epsilon}} = \frac{\sqrt{\mu/\epsilon} - 1}{\sqrt{\mu/\epsilon} + 1}. \quad (20)$$

Выражение (20) показывает, что если комплексные магнитная и диэлектрическая проницаемости равны, то отражение от границы раздела отсутствует.

1.3 Расчет коэффициентов прохождения и отражения ЭМВ для слоя магнитодиэлектрика

Будем считать, что ЭМВ падает нормально на слой магнитодиэлектрика толщиной d , расположенный в вакууме. Как и в предыдущем случае, поляризацию падающей волны направим вдоль оси x . Геометрия задачи представлена на рисунке 2. В первой среде распространяются падающая и отраженная волны:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{x0} &= \vec{i}E_0 \exp[i(\omega t - \gamma_0 z)], \quad \vec{H}_{y0} = \vec{j}Z_0^{-1}E_0 \exp[i(\omega t - \gamma_0 z)], \\ \vec{E}_{xr} &= \vec{i}E_r \exp[i(\omega t + \gamma_0 z)], \quad \vec{H}_{yr} = \vec{j}(-Z_0^{-1})E_r \exp[i(\omega t + \gamma_0 z)].\end{aligned}\quad (21)$$

В магнитодиэлектрике существует две волны, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях:

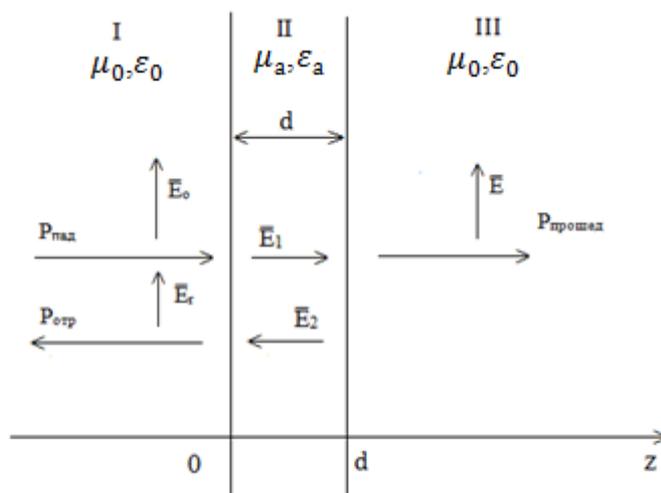
$$\begin{aligned}\vec{E}_{x1} &= \vec{i}E_1 \exp[i(\omega t - \gamma z)], \quad \vec{H}_{y1} = \vec{j}Z_a^{-1}E_1 \exp[i(\omega t - \gamma z)], \\ \vec{E}_{x2} &= \vec{i}E_2 \exp[i(\omega t + \gamma z)], \quad \vec{H}_{y2} = \vec{j}(-Z_a^{-1})E_2 \exp[i(\omega t + \gamma z)].\end{aligned}\quad (22)$$

В третьей среде распространяется прошедшая волна:

$$\vec{E}_{xt} = \vec{i}E_t \exp[i(\omega t - \gamma_0 z)], \quad \vec{H}_{yt} = \vec{j}Z_0^{-1}E_t \exp[i(\omega t - \gamma_0 z)].\quad (23)$$

Для слоя магнитодиэлектрика существует две границы раздела. Граничные условия запишутся в следующем виде:

$$\begin{aligned}1.1 \quad & E_0 + E_r = E_1 + E_2, \\ 1.2 \quad & Z_0^{-1}(E_0 - E_r) = Z_a^{-1}(E_1 - E_2), \\ 2.1 \quad & E_1 \exp(-i\gamma d) + E_2 \exp(i\gamma d) = E_t, \\ 2.2 \quad & E_1 \exp(-i\gamma d) - E_2 \exp(i\gamma d) = (Z_a / Z_0)E_t.\end{aligned}\quad (24)$$



Области I и III – вакуум, область II – слой магнитодиэлектрика.

Рисунок 2 – Геометрия задачи. Расчет коэффициентов прохождения и отражения ЭМВ для слоя магнитодиэлектрика

Решение граничной задачи:

1. Сложив уравнения 2.1 и 2.2, можно выразить амплитуду прошедшей волны E_t через E_1 :

$$E_t = (2Z_0 / (Z_a + Z_0))E_1 \exp(-i\gamma d). \quad (25)$$

2. Умножив уравнение 2.1 на Z_a / Z_0 и вычтя из этого произведения уравнение 2.2 получим соотношение, связывающее амплитуды E_1 и E_2 в слое магнитодиэлектрика:

$$E_2 = -\rho \exp(-i2\gamma d)E_1. \quad (26)$$

3. Подставив (26) в граничные условия 1.1 и 1.2, и поделив первое уравнение на второе, получим связь амплитуды отраженной волны E_r с амплитудой падающей волны E_0 в виде

$$\frac{E_0 + E_r}{E_0 - E_r} = (Z_a / Z_0) \frac{1 - \rho \exp(-i2\gamma d)}{1 + \rho \exp(-i2\gamma d)}. \quad (27)$$

Отсюда можно получить формулу для амплитуды отраженной волны в виде:

$$E_r = R_t E_0. \quad (28)$$

Здесь R_t – коэффициент отражения ЭМВ от слоя магнетодиэлектрика, равный:

$$R_t = \rho \frac{1 - \exp(-i2\gamma d)}{1 - \rho^2 \exp(-i2\gamma d)}. \quad (29)$$

4. Подставив в первое уравнение выражения для E_r и E_2 , получим формулу для амплитуды волны E_1 :

$$E_1 = \frac{1 + \rho}{1 - \rho^2 \exp(-i2\gamma d)} E_0. \quad (30)$$

5. Подставив амплитуды волн E_1 (29) и E_2 (26) в уравнение для граничного условия 2.1 получим формулу для прошедшей волны в виде: $E_t = T E_0$. Здесь T – коэффициент прохождения ЭМВ через слой магнетодиэлектрика, равный:

$$T = \frac{(1 - \rho^2) \exp(-i\gamma d)}{1 - \rho^2 \exp(-i2\gamma d)}. \quad (31)$$

Таким образом, формулы (29) и (31) дают выражения для искомым коэффициентов отражения и прохождения ЭМВ через слой магнетодиэлектрика толщиной d .

1.4 Отражение ЭМВ от слоя магнитодиэлектрика на металле

Рассмотрим задачу о расчете коэффициента отражения от слоя магнитодиэлектрика толщиной d , расположенного на идеально проводящей металлической поверхности при нормальном падении плоской ЭМВ на его поверхность. Геометрия задачи приведена на рисунке 3.

Для волны, поляризованной в направлении оси x , падающая и отраженная волны в первой среде запишутся:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{x0} &= \vec{i}E_0 \exp[i(\omega t - \gamma_0 z)], & \vec{H}_{y0} &= \vec{j}Z_0^{-1}E_0 \exp[i(\omega t - \gamma_0 z)], \\ \vec{E}_{xr} &= \vec{i}E_r \exp[i(\omega t + \gamma_0 z)], & \vec{H}_{yr} &= \vec{j}(-Z_0^{-1})E_r \exp[i(\omega t + \gamma_0 z)].\end{aligned}\quad (32)$$

Волны в магнитодиэлектрике имеют вид:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{x1} &= \vec{i}E_1 \exp[i(\omega t - \gamma z)], & \vec{H}_{y1} &= \vec{j}Z_a^{-1}E_1 \exp[i(\omega t - \gamma z)], \\ \vec{E}_{x2} &= \vec{i}E_2 \exp[i(\omega t + \gamma z)], & \vec{H}_{y2} &= \vec{j}(-Z_a^{-1})E_2 \exp[i(\omega t + \gamma z)].\end{aligned}\quad (33)$$

Запишем граничные условия для первой границы раздела:

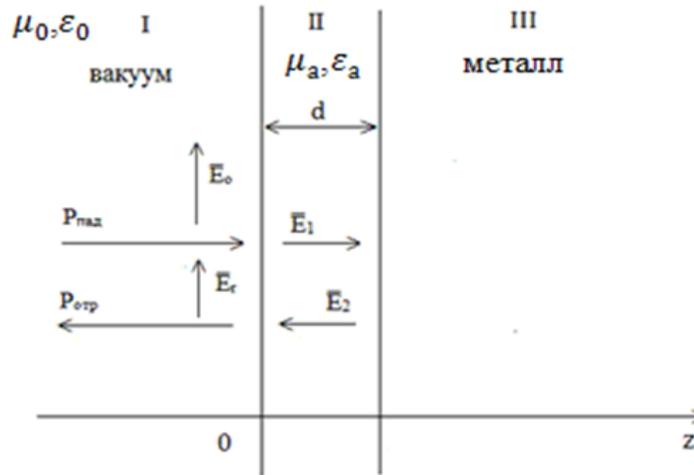
$$\begin{aligned}1. & E_0 + E_r = E_1 + E_2, \\ 2. & (Z_a / Z_0)(E_0 - E_r) = (E_1 - E_2).\end{aligned}\quad (34)$$

Для второй границы раздела магнитодиэлектрик – металл достаточно выполнения граничного условия для электрической компоненты ЭМВ:

$$\vec{E}_1 + \vec{E}_2 = 0, \quad (35)$$

Граничное условие для комплексных амплитуд этих волн запишется:

$$E_1 \exp(-i\gamma d) + E_2 \exp(i\gamma d) = 0. \quad (36)$$



Среда I – вакуум, среда II – магнитодиэлектрик, среда III – идеально проводящий металл.

Рисунок 3 – Геометрия задачи. Слой магнитодиэлектрика толщиной d на идеально проводящей металлической поверхности

Формула (36) показывает, что $E_2 = -\exp(-i2\gamma d)E_1$. Подставив полученную формулу в (34) и разделив уравнение 1 на уравнение 2 получим связь амплитуды отраженной волны с амплитудой падающей ЭМВ:

$$\frac{E_0 + E_r}{E_0 - E_r} = (Z_a / Z_0) \frac{1 - \exp(-i2\gamma d)}{1 + \exp(-i2\gamma d)}. \quad (37)$$

Отсюда $E_r = R_r E_0$ и формула для коэффициента отражения от слоя магнитодиэлектрика, расположенного на металлической поверхности при нормальном падении ЭМВ может быть записана в виде:

$$R_r = \frac{\rho - \exp(-i2\gamma d)}{1 - \rho \exp(-i2\gamma d)}. \quad (38)$$

1.5 Анализ $R-T$ методов измерения S -параметров для расчёта магнитной и диэлектрической проницаемости

Измерение сложных магнитных и диэлектрических свойств материалов приобретает все большее значение, особенно в материаловедении, конструкции СВЧ-схем, абсорбер развитие, биологические исследования и т.д. Диэлектрические измерения важны, так как они могут обеспечить электрические или магнитные характеристики материалов, которые доказали свою полезность во многих научно-исследовательских отраслях.

Многие методы были разработаны для измерения этих сложных свойств в частотной области. Каждый метод ограничивается конкретными частотами и материалами за счет своих собственных ограничений.

Будем обсуждать четыре метода преобразования:

- а) метод короткого замыкания;
- б) метод итераций;
- в) новый итеративный метод;
- г) метод Николсона-Росса-Веера и его модификация.

Надо понимать, что методы преобразования применимы к большинству материалов, за исключением жидкостей. Для того, чтобы преобразовать S -параметры, полученные из измерения жидкостей необходим другой метод преобразования.

Метод короткого замыкания линии выполняется с помощью коаксиальных линий или волноводов. В нем выполняются вычисления, используя тот же численный подход, что и итерационный метод и подходит только для расчета диэлектрической проницаемости. При расчёте используется только параметр S_{11} для расчета коэффициента отражения. Техника измерения требует хорошего начального приближения, ввода длины образца и положения для получения точного результата.

Преимущества метода:

- а) точность измерений;
- б) использование произвольной длины образца.

Недостатки метода:

- а) необходимость начального приближения;
- б) итеративность;
- в) необходимость точной длины образца.

Итерационный метод выполняет вычисление корня для расчёта диэлектрической проницаемости с использованием техники Ньютона-Рафсона. Он использует все четыре (S_{11} , S_{21} , S_{12} , S_{22}) или пару (S_{11} , S_{21}) из S -параметры для расчета коэффициента отражения и прохождения. Метод хорошо работает, если дано хорошее начальное приближение и толщина образца является кратной половине длины волны ($\lambda / 2$). Это подходит для длинных образцов и материалов, характеризующихся низкими потерями.

Используя методику стабильной диэлектрической проницаемостью по спектру частот могут быть получены S -параметры.

Преимущества итерационного метода:

- а) точность;
- б) использование произвольной длины образца.

Недостатки итерационного метода:

- а) применим только для измерения диэлектрической проницаемости;
- б) потребность в начальном предположение о значении диэлектрической проницаемости.

Метод Николсона-Росса-Веера [16] обеспечивает прямой расчет диэлектрической и магнитной проницаемости из S -параметров. Для измерения коэффициента отражения и коэффициента прохождения требуется наличие (S_{11} , S_{21} , S_{12} , S_{22}) или (S_{11} , S_{21}) S -параметров. Тем не менее, метод расходится на частотах, что соответствующих четвертьволновому резонансу в образце. Это связано с фазовой неоднозначностью. Эти расходимости можно избежать за счет уменьшения толщины образца, но сложности вызывает неизвестность его точного положения в измерительной ячейке.

Преимущества метода:

- а) быстрота;

- б) не итеративность;
- в) применим к волноводам и коаксиальным линиям.

Недостатки метода:

- а) расхождение на частотах, соответствующих четвертьволновому резонансу в образце;
- б) необходимость знания точного положения образца в измерительной ячейке;
- в) использование короткого образца.

Существует модификация метода Николсона-Росса-Веера [16]. Она дает возможность проводить вычисление спектров магнитной и диэлектрической проницаемостей независимо от расположения образца в измерительной ячейке. При этом необходимо знать только длину измерительной ячейки и толщину образца. Инвариантный к расположению образца метод широко используется из-за своей простоты. Измерения комплексный диэлектрической и магнитной проницаемостей происходят путём размещения образца в разрезе волновода или коаксиальной линии с двумя портами. При расчёте используются параметры S_{11} , S_{21} , S_{12} , S_{22} .

Преимущества метода:

- а) простота;
- б) независимость от положения образца в измерительной ячейке;
- в) применим к волноводам и коаксиальным линиям.

Недостатком метода является расхождение на частотах, соответствующих четвертьволновому резонансу в образце.

Для проведения измерений в данной работе был выбран этот метод. Остановимся на нем подробнее.

1.6 Модифицированный метод Николсона-Росса-Веера

Благодаря своей относительной простоте, метод широко используется в измерениях комплексных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей на широком диапазоне частот.

Образец помещается в волновод или коаксиальную линию, где анализатором цепей происходит измерение комплексных параметров уравнений рассеивания. Затем измеренные параметры связываются с диэлектрической и магнитной проницаемостью материала. В полученной системе уравнений нет зависимости в расположение образца в ячейке, уравнения для параметров рассеивания объединены таким образом, чтобы позволить отделить явное уравнение для диэлектрической проницаемости и проницаемости как функции параметров матрицы рассеивания. Это решение легло в основу и широко используется в технике для получения спектров магнитной и диэлектрической проницаемостей. Однако существуют и отрицательные стороны данного метода, к ним можно отнести расхождение решений уравнений на низких частотах и на частотах кратных половине длины волны. Эта проблема была решена использованием материалов, размеры которых меньше половины длины волны.

В общем же случае модифицированный метод Николсона-Росс-Веера решает три задачи:

- улучшение измерений диэлектрической проницаемости в передающей линии;
- получение уравнений, независимых от положения образца и его длины;
- решение неопределённости от внедрения новой процедуры уравнений рассеивания.

Сначала получаем математические отношения между S -параметрами и параметрами материала. Мы описываем рассеяние электромагнитных волн на основе многократных отражений, как показано на рисунке 4.

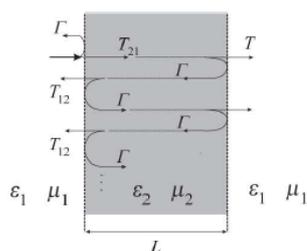


Рисунок 4 – Модель многократного отражения

Коэффициент прохождения рассчитывается следующим образом:

$$P = e^{-\gamma_2 L}, \quad (39)$$

где

$$\gamma_2 = \frac{i\omega}{v_2} = \frac{i\omega n_2}{c} = i\omega \sqrt{\mu_2 \varepsilon_2}.$$

Здесь $n_2 = \sqrt{\mu_2 \varepsilon_2}$ – коэффициент преломления ЭМВ в измеряемом образце. В этой модели суммарные коэффициенты отражения и преломления могут быть рассчитаны с помощью принципа суперпозиции:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma + T_{21} T_{12} \Gamma P^2 + T_{21} T_{12} \Gamma^3 P^4 + \dots = \frac{\Gamma(1 - P^2)}{1 - \Gamma^2 P^2}, \quad (40)$$

где

$$\Gamma = \frac{1 - \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_1}{\varepsilon_1 \mu_2}}}{1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_1}{\varepsilon_1 \mu_2}}},$$

$$T_{12} = 1 + \Gamma = \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \mu_2}{\varepsilon_2 \mu_1}}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \mu_2}{\varepsilon_2 \mu_1}} T_{21}.$$

Аналогичным образом, можно вычислить общий коэффициент передачи:

$$T_{tot} = \frac{P(1 - \Gamma^2)}{1 - \Gamma^2 P^2}. \quad (41)$$

На рисунке 5 приведён пример модели измерения параметров прохождения и отражения. Вся линия делится на три зоны. Зоны L_1 и L_2 – зоны, заполненные воздухом, с соответствующими диэлектрической и магнитной проницаемостями. Зона L – зона материала.

Калибровка прибора проводится от плоскостей Port 1 Ref.Plane и Port 2 Ref.Plane, где начинаются измерения коэффициентов отражения и прохождения с каждого порта, соответственно. Часть волнового процесса проходит по воздуху. Так же необходимо учитывать набеги фаз.

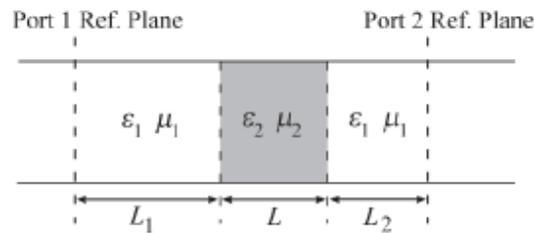


Рисунок 5 – Модель линии передачи [3]

Запишем соответствующую формулу коэффициента отражения:

$$\Gamma = \frac{Z - 1}{Z + 1}, \quad (42)$$

где Z – это волновое сопротивление.

Основываясь на модели многократного отражения, выразим S -параметры отражения и прохождения:

$$S_{11} = e^{-2\gamma_1 L_1} \Gamma_{tot} = e^{-2\gamma_1 L_1} \frac{\Gamma(1 - P^2)}{1 - \Gamma^2 P^2}, \quad (43)$$

$$S_{22} = e^{-2\gamma_1 L_2} \Gamma_{tot} = e^{-2\gamma_1 L_2} \frac{\Gamma(1 - P^2)}{1 - \Gamma^2 P^2}, \quad (44)$$

$$S_{21} = S_{12} = e^{-\gamma_1(L_1 + L_2)} T_{tot} = e^{-\gamma_1(L_1 + L_2)} \frac{P(1 - \Gamma^2)}{1 - \Gamma^2 P^2}, \quad (45)$$

где $\gamma_1 = i\omega n_2/c$ - постоянная распространения электромагнитной волны в слое

магнитодиэлектрика.

А для случая без образца $\Gamma=0$ $\gamma_1=\gamma_2$, формула выглядит следующим образом:

$$S_{21}^0 = e^{-\gamma_1(L_1+L_2+L)} = e^{-\gamma_1(L_{air})}, \quad (46)$$

Далее представим схему расчета параметров μ и ε , в уравнениях которых нет зависимости от местоположения образца в измерительной ячейке, а в расчетные формулы входят только толщина образца и длина измерительной ячейки. Определим две величины, которые связаны с измеренными S - параметрами, а именно:

$$A = \frac{S_{11}S_{22}}{S_{21}S_{12}} = \frac{\Gamma^2}{(1-\Gamma^2)^2} \frac{(1-P^2)^2}{P^2}, \quad (47)$$

$$B = e^{-2\gamma_1(L_{air}-L)} (S_{21}S_{12} - S_{11}S_{22}) = \frac{P^2 - \Gamma^2}{1 - \Gamma^2 P^2}, \quad (48)$$

Выразим P и Γ через введенные параметры A и B :

$$P^2 = \frac{B + \Gamma^2}{1 + B\Gamma^2}, \quad (49)$$

$$\Gamma^2 = \frac{-A(1+B^2) + (1-B)^2 \pm \sqrt{-4A^2B^2 + [A(1+B^2) - (1-B)^2]^2}}{2AB}. \quad (50)$$

Решая уравнение (50), выбираем значение $|\Gamma| \leq 1$, так как значение коэффициента отражения не может быть больше единицы. В итоге получим выражение для расчёта диэлектрической и магнитной проницаемости:

$$\mu_r = n_2 Z, \varepsilon_r = \frac{n_2}{Z}. \quad (51)$$

Где:

$$Z = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma}.$$

1.7 Методы измерения спектров магнитной и диэлектрической проницаемости в низкочастотном и радиодиапазонах

1.7.1 Конденсаторный метод измерения диэлектрической проницаемости

При измерениях диэлектрической проницаемости (ДП) на низких частотах от 20 Гц до 2 МГц в работе применялся конденсаторный метод. Измерения проходили на приборе Agilent E4980A. Полная эквивалентная схема измерительного конденсатора приведена на рисунке 6.

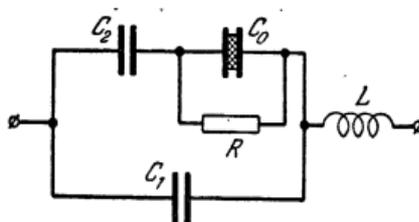
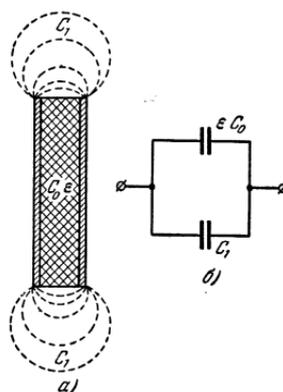


Рисунок 6 – Эквивалентная схема измерительного конденсатора [4]

На рисунке 6: C_0 – активная ёмкость (ёмкость возникающая непосредственно в объеме исследуемого материала); C_1 – краевые поля и ёмкость между обкладками; C_2 – ёмкость зазоров между обкладками и диэлектриком; L – самоиндукция проводов подключения; R – потери энергии в измеряемом диэлектрике.

C_0 , C_1 , C_2 называются константами конденсатора, в случае если при внесении материала в конденсатор их значения не изменяются. На практике же, при внесении материала в конденсатор, происходит изменение полей, что очень затрудняет получение истинных результатов и приводит к ошибкам вычислений, поэтому параметры C_1 , C_2 и L принято называть паразитными. Задача состоит в сведении к минимуму их влияния. Этого можно добиться следующими способами.

Схема плоского дискового конденсатора (рисунок 7).



а) конденсатор с образцом; б) эквивалентная схема.

Рисунок 7 – Плоский дисковый конденсатор [4]

Плотно прижатые к диэлектрику обкладки конденсатора дают $C_2 = \infty$, тогда эквивалентная схема выглядит, как на рисунке 7б). Для этого на образец наносят электроды, тип и состав которых зависит от исследуемого материала.

Изменение C_0 и C_1 можно сделать незначительным при $C_0 \gg C_1$, это осуществляется у конденсаторов с диаметром обкладок много больше расстояния между ними $D \gg d$. Однако этот подход приводит к нежелательным последствиям в виде слишком больших регистрируемых величин. Поле конденсатора с обкладками бесконечной длины однородно при наличии в нем шайбы диэлектрика, поэтому для снижения влияния краевых полей используются конденсаторы с частичным заполнением.

При малом радиусе образца диэлектрика R_0 по сравнению с диаметром обкладок, C_0 может быть определено с высокой точностью. Так, зная емкость пустого и заполненного конденсатора, по формулам (52, 53) мы можем рассчитать ДП:

$$C_{пуст} = C_0, \quad (52)$$

$$C_{зан} = \varepsilon C_0, \quad (53)$$

где $C_{пуст}$ – емкость пустого конденсатора, $C_{зан}$ – емкость заполненного конденсатора.

То есть в этом случае C_0 не меняется с введением образца. Для измери-

тельного конденсатора должны выполняться условия квазистационарности. Эффективные размеры конденсатора должны быть меньше длины волны высокочастотного поля. Это накладывает ограничения на геометрические размеры конденсатора и величину ДП.

Для подключения измерительного конденсатора часто используются волноводные или коаксиальные линии. На высоких частотах трудно учесть изменение индуктивности L и потерь в проводниках, что приводит к ошибкам вычислений. Поэтому исследуемый образец должен входить в установку как органическая её часть, без проводов.

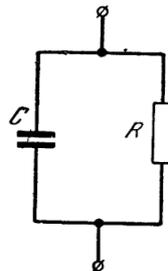
Комплексное значение диэлектрической проницаемости определяется формулой:

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon'', \quad (54)$$

где ε' – характеризует действительную величину ДП материала;

ε'' – характеризует потери энергии в диэлектрике.

Таким образом, исключив все паразитные параметры, мы можем представить следующую эквивалентную схему образца в конденсаторе (рисунок 8).



C – емкость конденсатора, R – сопротивление, эквивалентное потерям энергии в образце.

Рисунок 8 – Эквивалентная схема измерительного конденсатора [4]

Для вычисления комплексной ДП ($\varepsilon', \varepsilon''$) мы будем использовать измеряемые приборами величины R , C и ω ., следовательно, нужно представить действительную и мнимую части комплексной ДП в виде функций, зависящих от

ЭТИХ ВЕЛИЧИН:

$$\varepsilon', \varepsilon'' = f(C, R, \omega). \quad (55)$$

Комплексное емкостное сопротивление конденсатора равно:

$$Z_c = \frac{1}{j\omega C}. \quad (56)$$

Полное комплексное сопротивление параллельной цепи равно:

$$Z = \frac{RZ_c}{R + Z_c} = \frac{R}{1 + j\omega C_{зан}R}. \quad (57)$$

Разделив действительную и мнимую части получим выражение:

$$Z = \frac{R}{1 + (\omega C_{зан}R)^2} - j \frac{\omega C_{зан}R^2}{1 + (\omega C_{зан}R)^2} = Z' + jZ''. \quad (58)$$

С другой стороны, используя выражение (58), получим соотношения (59) и (60), связывающие действительную и мнимую части комплексного сопротивления с величинами $\varepsilon', \varepsilon''$:

$$Z = \frac{1}{j\omega C_{нучм}(\varepsilon' - j\varepsilon'')}, \quad (59)$$

$$Z = \frac{1}{j\omega C_{нучм}(\varepsilon' - j\varepsilon'')} = \frac{\varepsilon''}{\omega C_{нучм}(\varepsilon'^2 + j\varepsilon''^2)} - j \frac{\varepsilon'}{\omega C_{нучм}(\varepsilon'^2 + j\varepsilon''^2)} \quad (60)$$

Приравниваем мнимые и действительные части формул получим систему уравнений для вычисления величин $\varepsilon', \varepsilon''$ из измеренных величин $C_{зан}$, $C_{нучм}$ и R :

$$\frac{R}{1 + (\omega C_{зан} R)^2} = \frac{\varepsilon''}{\omega C_{нуст} (\varepsilon'^2 + j\varepsilon''^2)}, \quad (61)$$

$$\frac{\omega C_{зан} R^2}{1 + (\omega C_{зан} R)^2} = \frac{\varepsilon'}{\omega C_{нуст} (\varepsilon'^2 + j\varepsilon''^2)}. \quad (62)$$

Поделив выражение (61) на (62) получим:

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{1}{\omega CR} = \operatorname{tg} \delta = D. \quad (63)$$

Что соответствует выражению для тангенса угла диэлектрических потерь материала. Отсюда:

$$\varepsilon'' = \frac{\varepsilon'}{\omega CR}. \quad (64)$$

Подставляя (64) в любое из уравнений (61), (62), получим очевидную формулу для расчета ε' :

$$\varepsilon' = \frac{C_{зан}}{C_{нуст}}. \quad (65)$$

Таким образом, используя данный метод измерения, мы можем измерить ДП материала в диапазоне рабочих частот измерителя Agilent E4980A.

1.7.2 Индуктивный метод измерения магнитной проницаемости

Импедансная спектроскопия основана на измерении и анализе зависимости комплексного электрического сопротивления Z (импеданса) от частоты $f = \omega/2\pi$ переменного тока. Одним из этапов обработки результатов измерений на переменном токе является построение и анализ эквивалентных

схем замещения, т.е. электрических цепей, имеющих ту же зависимость импеданса от частоты, что и изучаемый образец. Эквивалентные схемы состоят, как правило, из нескольких различных элементов: резисторов, конденсаторов, катушек индуктивности.

Найдем выражения для магнитной проницаемости (МП). Начнем с того, что катушку с диэлектриком можно представить эквивалентной схемой. Схема представляет из себя последовательное соединение сопротивления R и индуктивности L (рисунок 9). Сопротивление отображает поглощение энергии диэлектриком, а индуктивность способность катушки накапливать ее.

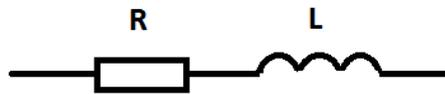


Рисунок 9 – Эквивалентная схема катушки с сердечником [5]

Индуктивность катушки при внесении диэлектрика увеличивается в μ раз, при этом μ -комплексная величина:

$$L = L_0\mu = L_0(\mu' - j\mu''). \quad (66)$$

Полное сопротивление эквивалентной схемы выражается формулой:

$$Z_L = j\omega L = j\omega L_0(\mu' - j\mu'') = \omega L_0\mu'' + j\omega L_0\mu', \quad (67)$$

где:

j – мнимая единица;

ω – частота внешнего поля;

L – индуктивность катушки с сердечником;

L_0 – индуктивность пустой катушки.

Так как эквивалентная схема является отображением катушки с магнито-диэлектриком, можем приравнять мнимые и реальные части в (66) и (67):

$$R = \omega L_0 \mu'' , \quad (68)$$

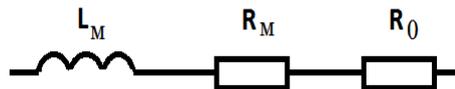
$$\omega L = \omega L_0 \mu' . \quad (69)$$

Выражаем из (68) μ'' , а из (69) μ' :

$$\mu'' = \frac{R}{\omega L_0} , \quad (70)$$

$$\mu' = \frac{L}{L_0} . \quad (71)$$

Для измерения МП обычно используются тороидальные образцы с намотанной на них обмоткой с известным числом витков. В этом случае эквивалентная схема выглядит следующим образом (рисунок 10).



L_M – измеряемая индуктивность; R_M – потери в материале;

R_0 – омические потери в обмотке тороида [6]

Рисунок 10 – Эквивалентная схема ячейки 16454A Magnetic Material Test

Для нахождения действительной и мнимой частей МП тороидальных образцов используются следующие формулы:

$$\mu' = \frac{L_M \times 10^9}{2 \ln(D/d) \times h \times N^2} , \quad (72)$$

где:

D – внешний диаметр образца;

d – внутренний диаметр образца;

N – число витков;

h – высота тороида.

$$\mu'' = \mu' \frac{R_{\text{изм}} - R_0}{2\pi f \times L_M}, \quad (73)$$

где $R_{\text{изм}} = R_M + R_0$ – характеризует суммарные потери.

В данной работе измерения МП проводились с использованием измерительной ячейки 16454A Magnetic Material Test Fixture фирмы Agilent. Эта ячейка является аналогом тороидальной индуктивности, содержащей 1 виток. Методика основана на измерении реактивной и активной частей комплексного импеданса ячейки без образца и с образцом.

2. Экспериментальная часть

2.1 Описание измерительных установок

2.1.1 Установка для измерения МП и ДП в СВЧ диапазоне $R-T$ методом

Блок-схема экспериментальной установки, с помощью которой измеряются электромагнитные характеристики в микроволновом диапазоне, изображена на рисунке 11. Данная установка позволяет производить измерения на частотах от 10 МГц до 18 ГГц. В работе мы использовали коаксиальный волновод. Вся обработка измеренных параметров производилась на персональном компьютере, который является частью анализатора цепей. Измерения параметров S -матрицы проводились на приборе типа P4M-18.

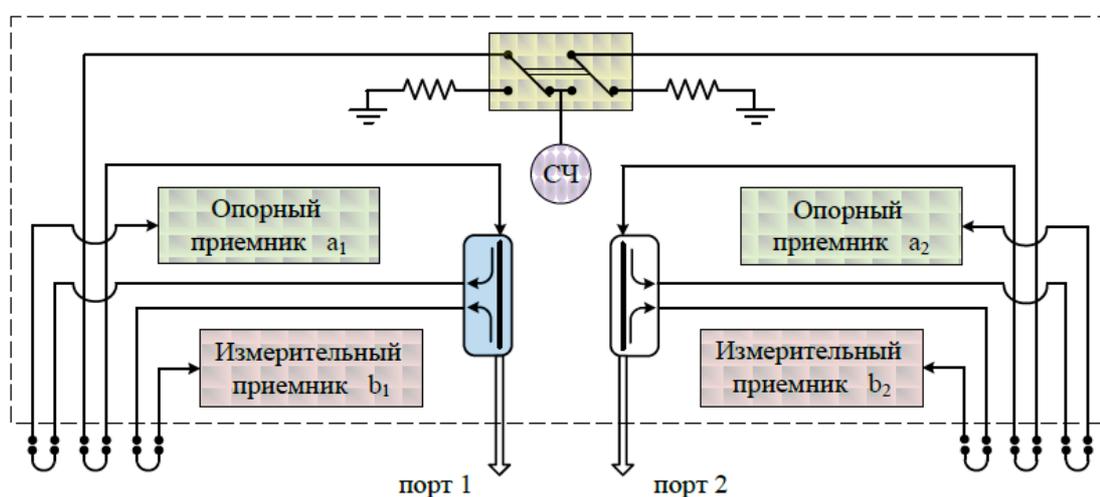


Рисунок 11 – Структурная схема измерительного прибора

В ходе работы предполагается использование нескольких видов калибровок измерительных ячеек.

а) Однопортовая калибровка

Применяется для измерения коэффициентов отражения (рисунок 12). Она оценивает три фактора ошибок (холостой ход – ХХ, короткое замыкание – КЗ, и нагрузка с известными свойствами – СН или РН) и применяется только для измерения комплексных коэффициентов отражения – S_{11} или S_{22} , в зависимости от номера калибруемого порта. По окончании калибровки вычисляются значения трёх факторов ошибок, которые будут использоваться в последующем.

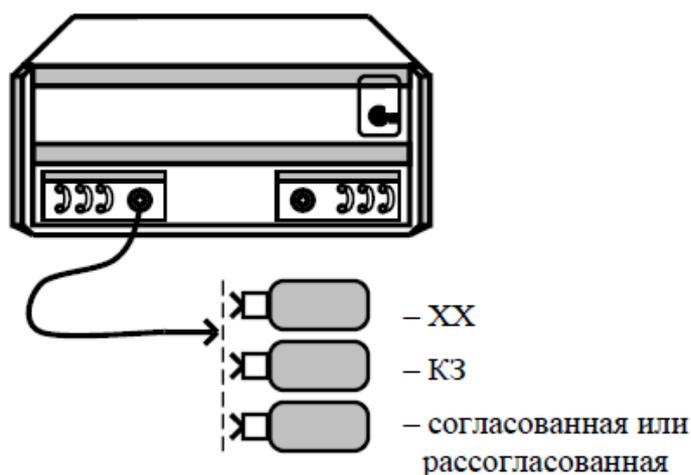


Рисунок 12 – Однопортовая калибровка

б) Двухпортовая калибровка в одном направлении

Она включает в себя векторную однопортовую калибровку, а также калибровки на проход и изоляцию. Двухпортовая калибровка в одном направлении позволяет измерять отражение и передачу при зондировании только в одном направлении. Если на диаграммах нет трасс, требующих зондирования в противоположном направлении, то измерения будут выполняться с максимальной скоростью. Если требуется зондирование в двух направлениях, то использование двухпортовой калибровки в одном направлении нецелесообразно. Лучше воспользоваться полной двухпортовой калибровкой, обеспечивающей более точные измерения. По окончании калибровки вычисляются значения пяти факторов ошибок. Если в процессе калибровки не была измерена изоляция (например, по причине отсутствия двух согласованных нагрузок), то ошибки изоляции приравниваются нулю.

в) Полная двухпортовая калибровка

Она включает в себя две однопортовые калибровки (рисунок 13), калибровку на проход в обоих направлениях и измерение изоляции также в обоих направлениях. По окончании калибровки вычисляются значения 12 факторов ошибок.

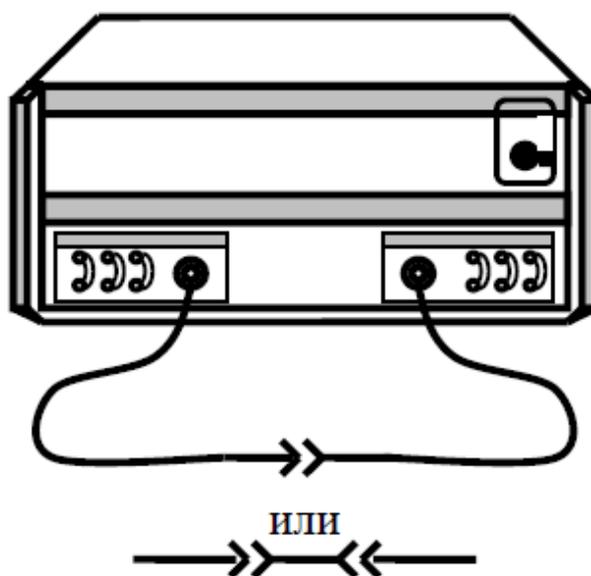


Рисунок 13 – Полная двухпортовая калибровка

Если в процессе калибровки не была измерена изоляция (например, по причине отсутствия двух согласованных нагрузок), то ошибки изоляции приравниваются нулю.

2.1.2 Методика низкочастотных измерений диэлектрической проницаемости

На данном этапе работы измерения комплексной диэлектрической проницаемости и комплексной проводимости композитов на основе углеродных материалов проводились в диапазоне частот 20 Гц ÷ 2 МГц на прецизионном измерителе *LCR* фирмы Agilent E4980A (рисунок 14) конденсаторным методом. Предварительно проводится калибровка прибора, которая позволяет скомпенсировать дополнительные реактивности и паразитные параметры кабелей подключения измерительной ячейки к прибору. Калибровка осуществляется в режиме короткого замыкания и холостого хода.

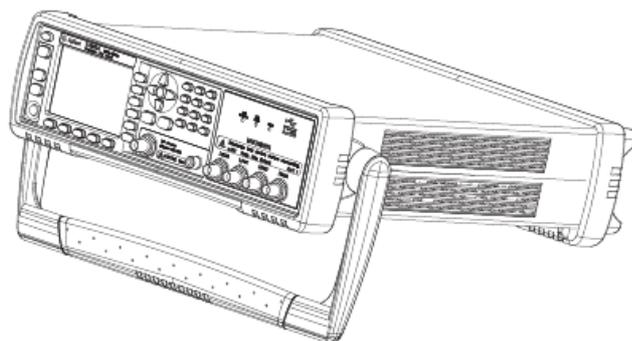


Рисунок 14 – Измеритель *LCR* фирмы Agilent E4980A

Процесс измерения диэлектрической проницаемости образцов начинается с калибровки прибора. Для устранения влияния паразитных индуктивностей и емкостей измерительной ячейки проводится калибровка разомкнутой (*XX*) и короткозамкнутой ячейки (*КЗ*). Затем в требуемом диапазоне частот измерялись ёмкость (*C*) и сопротивление (*R*) образца в виде плоского конденсатора. По измеренным геометрическим размерам конденсатора и параметрам эквивалентной схемы проводится расчет действительной и мнимой частей проницаемости по формулам (64) и (65). Вычисление компонент комплексной проводимости проводится по формулам:

$$Re(\sigma) [Cm/m] = f [Hz] \times \epsilon'' [rel.units] / (18 \times 10^9), \quad (74)$$

$$Im(\sigma) [Cm/m] = f [Hz] \times \epsilon' [rel.units] / (18 \times 10^9). \quad (75)$$

Здесь *f* – частота измерений. Экстраполяцией зависимости $Re(\sigma) = F(f)$ на нулевые частоты определялась величина удельной проводимости (σ_0) на постоянном токе. Далее это значение использовалось для оценки вклада в мнимую часть проницаемости от удельной проводимости по формуле:

$$\epsilon''_{\sigma_0} = 18 \sigma_0 [Cm/m] / f [GHz]. \quad (76)$$

2.1.3 Методика измерений магнитной проницаемости с ячейкой 16454A Magnetic Material Test Fixture фирмы Agilent

Для этого необходимо измерять активную (R) и реактивную (X) части комплексного импеданса $Z = R + jX$, для дальнейшего нахождения магнитной проницаемости. Измерения проводились в диапазоне частот от 20 Гц до 2 МГц и от 1 МГц до 1 ГГц (рисунок 15).



Рисунок 15 – Измеритель импеданса фирмы Agilent E4991B

Процесс нахождения комплексного значения магнитной проницаемости (μ_r^*) в магнитном поле переменного тока заключается в определении мнимой (μ_r'') и действительной (μ_r') компоненты относительной магнитной проницаемости. В физическом смысле, действительная часть комплексной магнитной проницаемости показывает, какое количество энергии запасено в магнитном материале, а мнимая часть указывает на потери энергии в магнитном поле переменного тока:

$$\mu_r^* = \mu_r' - j\mu_r'' \quad (77)$$

Так же комплексная магнитная проницаемость может быть выражена в векторной диаграмме как показано на рисунке 16.

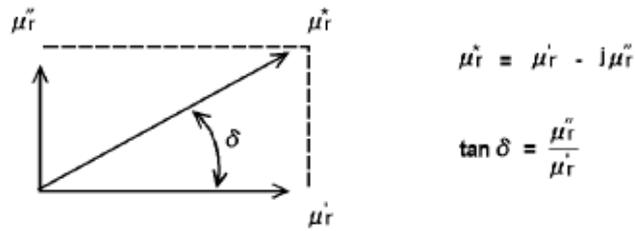
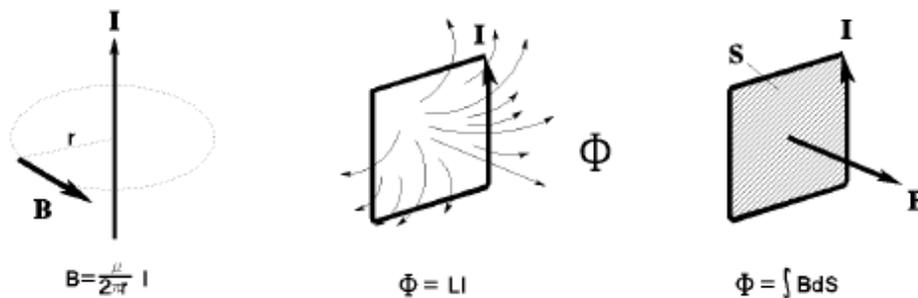


Рисунок 16 – Векторная диаграмма комплексной относительной проницаемости и потерь

В этом случае коэффициент потерь магнитного материала выражается через тангенс угла потерь, который является отношением мнимой (μ_r'') и действительной (μ_r') части магнитной проницаемости. Суть метода состоит в нахождении комплексной относительной проницаемости через измеренную индуктивность (рисунок 17).



B – индукция магнитного поля; Φ – магнитный поток.

Рисунок 17 – Связь между током, магнитным потоком и индукцией

Уравнения магнитной индукции и плотности магнитного потока, протекающих в бесконечно длинном проводнике:

$$B = \frac{I \mu}{2\pi r}, \tag{78}$$

$$\Phi = LI, \tag{79}$$

Два этих выражения мы можем связать в одно. Таким образом, выразим плотность магнитного потока путем интегрирования магнитной индукции:

$$\Phi = \int B ds, \quad (80)$$

Измерения проходят при помощи измерительной тороидальной ячейки (рисунок 18).

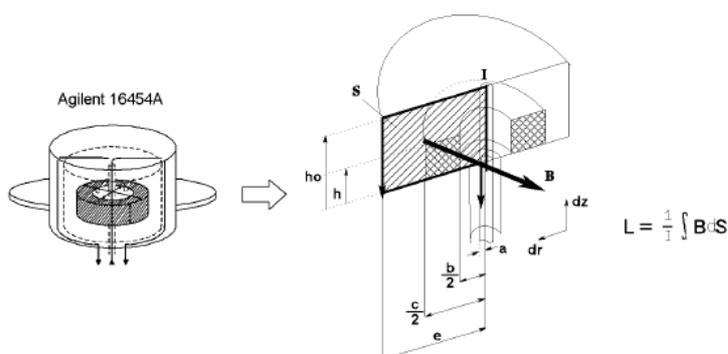


Рисунок 18 – Схема измерительной ячейки

Формула самоиндукции для нашего случая:

$$L = \frac{1}{I} \int B ds = \int_a^e \int_0^{h_0} \frac{\mu}{2\pi r} dr dz, \quad (81)$$

откуда,
$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \left\{ (\mu_r - 1) h \ln \frac{c}{b} + h_0 \ln \frac{e}{a} \right\}.$$

При помощи логарифмических преобразований получаем выражение для вычисления относительной магнитной проницаемости:

$$\mu_r = \frac{2\pi(L - L_{ss})}{\mu_0 h \ln \frac{c}{b}} + 1, \quad (82)$$

где L_{ss} , самоиндукция в цепи при отсутствии образца:

$$L_{ss} = \frac{\mu_0}{2\pi} h_0 \ln \frac{e}{a}. \quad (83)$$

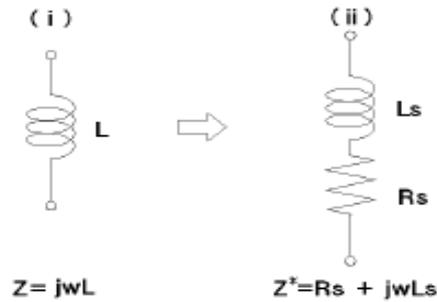


Рисунок 19 – Потери в магнитных материалах

Нахождение комплексного импеданса образца без потерь и с потерями:

$$Z = j\omega L, \quad (84)$$

$$Z^* = R_s + j\omega L_s = j\omega \left(\frac{R_s}{j\omega} + L_s \right). \quad (85)$$

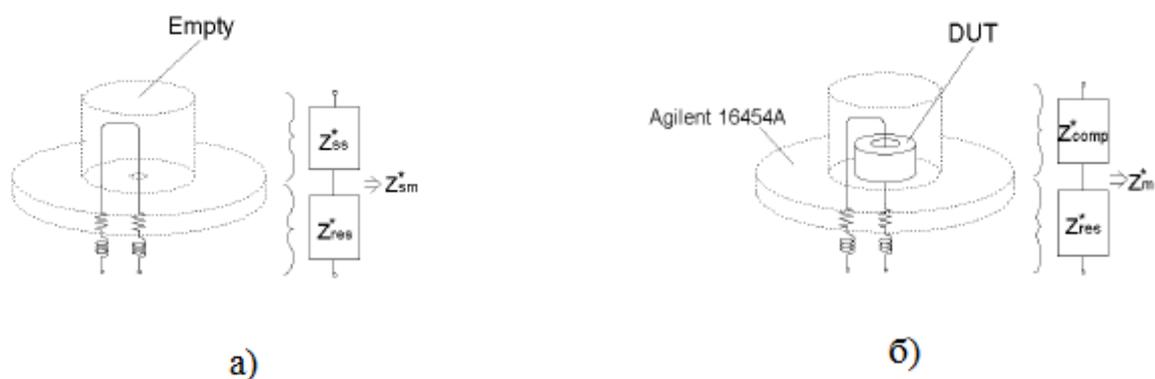
Индуктивность L измерительной цепи с потерями выражается через полное комплексное сопротивление:

$$L = \frac{Z^*}{j\omega}. \quad (86)$$

Подставляя уравнение (86) в (83), получаем выражение для комплексной магнитной проницаемости:

$$\mu_r^* = \frac{2\pi(Z^* - j\omega L_{ss})}{j\omega\mu_0 h \ln \frac{c}{b}} + 1. \quad (87)$$

Схема проведения измерения остаточного импеданса и импеданса ячейки с образцом приведены на рисунке 20.



а) Измерение остаточного импеданса пустой ячейки; б) Измерение импеданса ячейки с образцом.

Рисунок 20 – Измерение импедансов с помощью измерительной ячейки 16454A Magnetic Material Test Fixture фирмы Agilent

Сначала производятся измерения остаточного импеданса пустой ячейки (рисунок 20 а), а затем в ячейку помещается образец и производятся аналогичные измерения (рисунок 20 б). Расчет комплексной магнитной проницаемости проводится по формуле:

$$\mu_r^* = \frac{2\pi(Z_m^* - Z_{sm}^*)}{j\omega \mu_0 h \ln \frac{c}{b}} + 1, \quad (88)$$

где

$$Z_m = R_m + jX_m,$$

$$Z_{sm} = R_{sm} + jX_{sm}.$$

Z_m и Z_{sm} – импеданс ячейки с образцом и пустой ячейки.

2.2 Описание измеряемых образцов

2.2.1 Характеристики образцов композитов на основе углеродных наноматериалов

В данной работе мы измеряли два вида образцов. Первоначально образцы представляли собой диски диаметром ~ 30 мм толщиной $\sim 5 \div 6$ мм. Для определения значений диэлектрической проницаемости конденсаторным методом для уменьшения погрешности измерений необходимы более тонкие образцы с толщиной $\sim 1 \div 2$ мм. Поэтому образцы были сточены и проведена металлизация их поверхностей с помощью токопроводящего маркера «Kontaktol».

В таблицах 1 и 2 приведены данные об исследованных образцах, их составе и толщинах. В последней колонке представлены измеренные величины удельной проводимости образцов на постоянном токе по методике, описанной выше. Образцы предоставлены нашими коллегами из НГТУ г. Новосибирск.

Таблица 1 – Первый вид композитных образцов: эпоксидная смола – многостенные углеродные нанотрубки

№ образца, обозначение	D , толщина, мм	Состав образца	Проводимость σ_0 , См/м
№ 279	1,99	эпоксидная смола/ многостенные углеродные нанотрубки МУНТ-4060. 2, 5%	$1,5 \times 10^{-3}$
№ 282	2,35	эпоксидная смола/ многостенные углеродные нанотрубки МУНТ-4060. 2,25%	$4,7 \times 10^{-3}$
№ 283	2,22	эпоксидная смола/ многостенные углеродные нанотрубки МУНТ-4060. 2,75%	$3,3 \times 10^{-3}$
№ 284	2,23	эпоксидная смола/ многостенные углеродные нанотрубки МУНТ-4060. 1 %	$8,14 \times 10^{-5}$
№ 286	2,18	эпоксидная смола/ многостенные углеродные нанотрубки МУНТ-1020. 5%	$3,6 \times 10^{-7}$

Отметим, что измеренные нами величины проводимости не коррелируют с процентным содержанием МУНТ в образцах.

Таблица 2 – Второй вид композитов: эпоксидная смола – углеродные материалы

№ образца, Обозначение	<i>D</i> , толщина, мм	Состав образца	Проводимость σ_0 , См/м
№ 576	3,52	эпоксидная смола, ненаполненная	$5,82 \times 10^{-10}$
№ 571	2,76	эпоксидная смо- ла/терморасширен ный графит. 5%	$3,92 \times 10^{-10}$
№ 572	2,06	эпоксидная смо- ла/терморасширен ный графит. 2%	$8,11 \times 10^{-10}$
№ 575	2,20	эпоксидная смола/ многостенные уг- леродные нано- трубки. 5 %	$3,7 \times 10^{-10}$
№ 570	1,96	эпоксидная смола/ многостенные уг- леродные нано- трубки 2, 5 %	$2,5 \times 10^{-10}$
№ 573	2,01	эпоксидная смо- ла/терморасширен ный графит ТРГ 3-6-400. 2,5%	$1,7 \times 10^{-10}$

Видно, что проводимость у образцов второй группы существенно меньше, чем у образцов первой группы. Это может быть обусловлено отличием в тех-

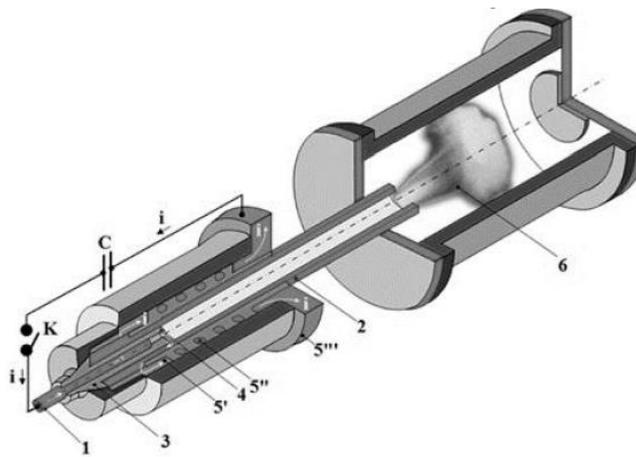
нологии их приготовления.

2.2.2 Характеристики образцов на основе микросфер магнетита

В отличие от частиц традиционных керамических ферритов полые микросферы Fe_3O_4 имеют ряд преимуществ при использовании их в качестве РПМ и РПП. Это: низкая плотность, большая удельная площадь поверхности и малый вес. Регулирование размеров полых сфер позволяет контролировать электромагнитные характеристики за счет изменения частоты резонансного поглощения. Поэтому полые микросферы Fe_3O_4 перспективны для использования в качестве наполнителей с малым весом, кроме того, обеспечивают высокий уровень затухания ЭМВ, и являются перспективными для разработки радиолокационных поглощающих материалов и покрытий [17].

Для синтеза полых сфер было разработано много методов изготовления. В нашей работе исследованы микросферы, изготовленные плазменно-динамическим методом в Томском политехническом университете. Основными преимуществами этого метода являются большая скорость процесса (менее 1 мс), относительная простота, выход продукта около 8 грамм. Плазменно-динамический синтез проводился в системе «железо-кислород» с использованием сильноточного коаксиального магнитоплазменного ускорителя эрозионного типа [18].

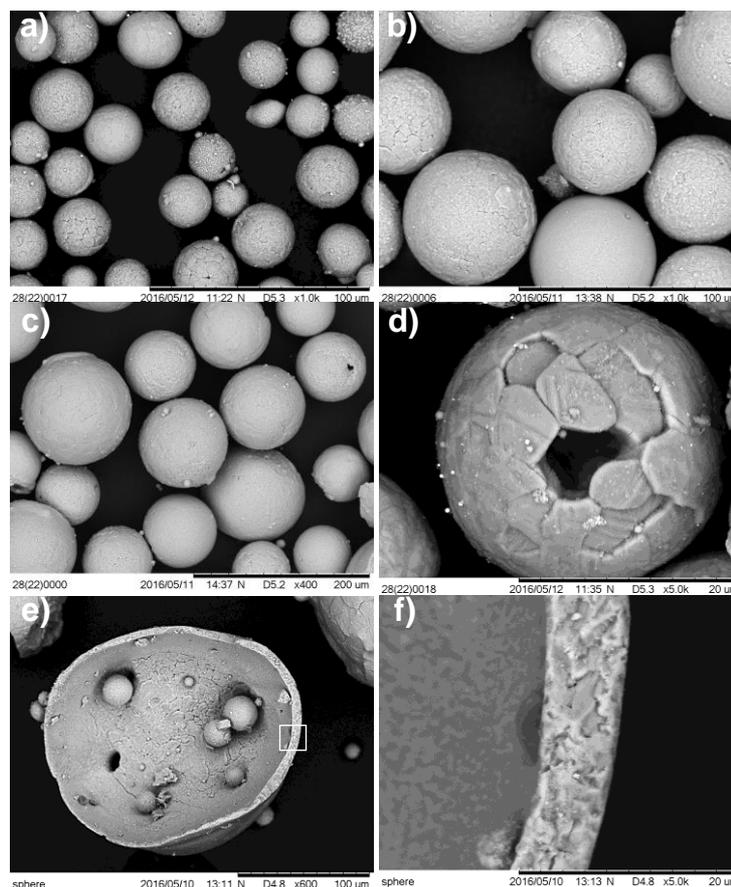
Работа устройства заключается в следующем. При замыкании ключа нарастающий ток $i(t)$ достигает некоторого уровня, после чего происходит образование сильноточного дугового разряда. Генерируемая ускорителем плазменная струя выходит в пространство камеры реактора, заполненной кислородом. Она сжимается магнитным полем собственного тока, магнитным полем соленоида и приобретает грибообразную форму. Происходит окисление и распыление материала, наработанного электроэрозионным путем с поверхности металлического электрода.



1 – оконечность центрального электрода; 2 – канал ускорителя (АС); 3 – стекловолоконный изолятор; 4 – зона формирования плазмы; 5' – контактный цилиндр; 5'' – соленоид, 5''' – контактный фланец; 6 – плазменный поток.

Рисунок 24 – Система динамического синтеза плазмы на основе сильноточного коаксиального магнитоплазменного ускорителя эрозионного типа [18].

Процесс плазменно-динамического синтеза приводит к образованию многофазного ультрадисперсного порошка. Полученные частицы магнетита представляют собой совершенно сформированные полые сферические объекты. Различные фракции порошка приведены на рисунке 25.



(a) от 3 до 30 мкм; (b) от 30 до 100 мкм; (c) более 100 мкм;
 (e) фотографии полых микросфер; (f) стенки полого шара.

Рисунок 25 – Изображения различных фракций порошка [17]

В работе [17] было показано, что микросферы магнетита обладают отличными радиопоглощающими свойствами. Причем рабочий диапазон РПМ на их основе зависит от размеров микросфер. Однако в этой работе исследовался только электромагнитный отклик от образцов, а измерения спектров магнитной и диэлектрической проницаемостей не проводилось. В связи с этим коллегами из ТПУ были проведены дополнительные синтезы магнетитовых микросфер и изготовлены композиционные образцы на их основе с 50 % наполнения по массе. На этих тороидальных образцах проводились измерения спектров МП и ДП.

При изготовлении экспериментальных образцов порошок разделяли на три фракции с использованием немагнитных металлических сит. Чтобы исследовать радиочастотные характеристики, были изготовлены композиционные

образцы на основе эпоксидной смолы с выбранными фракциями. Массовое содержание наполнителя в соединении составляло ~ 50. Кроме того, были исследованы образцы, полученные из исходных порошков. Образцы имеют тороидальную форму. Размеры тороидов: 7 мм внешний и 3.05 мм внутренний диаметры по размеру используемого для измерений на СВЧ коаксиального тракта. Размеры частиц и толщины образцов приведены в таблице 3.

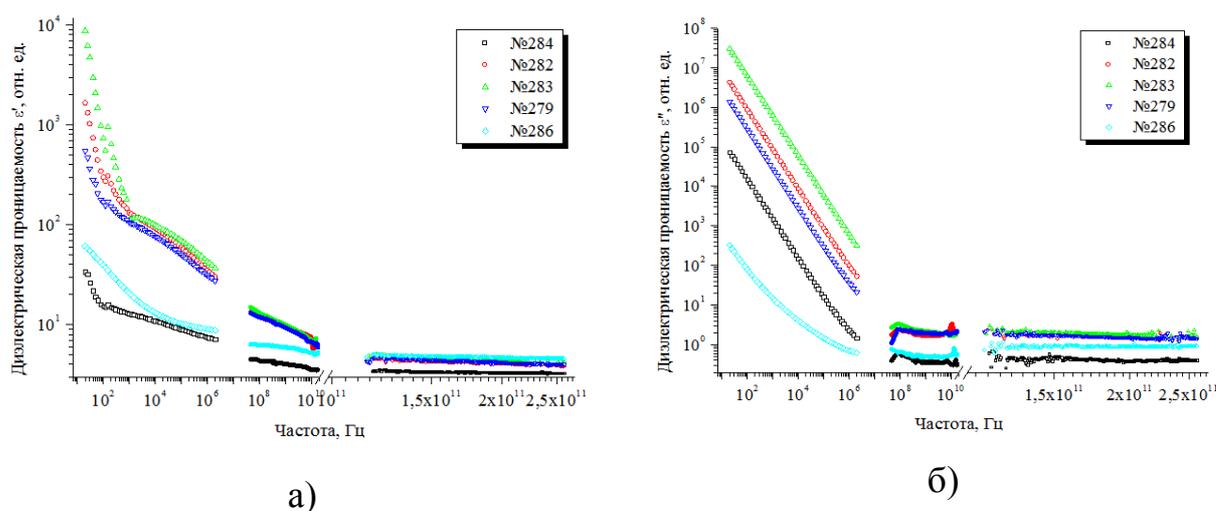
Таблица 3 – Размеры фракций микросфер и толщины образцов

Размер фракции, мкм	Fe ₃ O ₄ , 1 группа	Fe ₃ O ₄ , 2 группа
	Толщина, мм	Толщина, мм
менее 50	1,74	3,46
50 ÷ 100	2,30	2,81
80 ÷ 100	2,16	–
100 ÷ 200	1,64	3,35
более 200	1,99	–
Исходный порошок	1,31	1,81

3 Результаты измерений спектров ДП и комплексной проводимости

3.1 Мнимая и действительная части диэлектрической проницаемости и проводимость образцов на основе многостенных углеродных нанотрубок. Первая группа образцов

В результате проделанной работы были измерены спектры диэлектрической проницаемости образцов, представленные на рисунке 26.



а) Зависимость действительной части ДП от частоты; б) Зависимость мнимой части ДП от частоты.

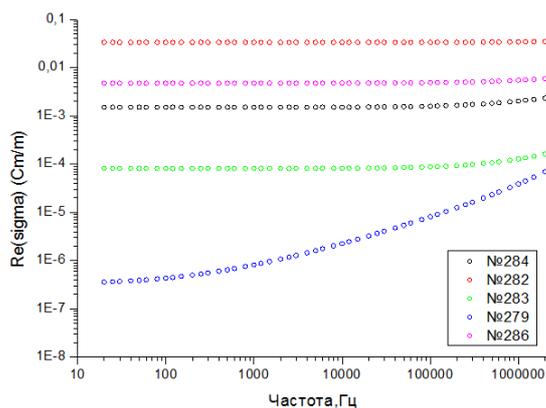
Рисунок 26 – Частотные зависимости комплексной ДП образцов первой группы

Наибольшую величину действительной и мнимой частей проницаемости имеет образец № 283 (рисунок 26, а) на основе многостенных углеродных нанотрубок с концентрацией МУНТ 2,75 %.

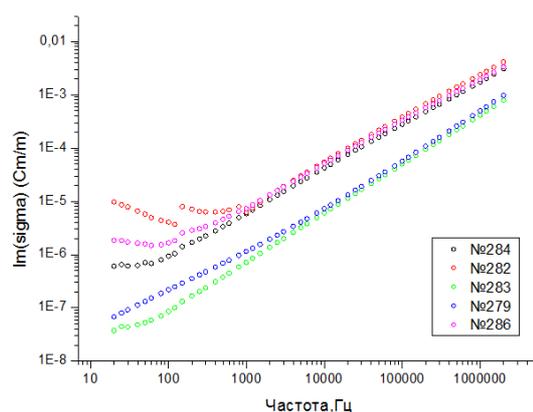
На рисунке 26 приведены данные, показывающие вклад в диэлектрическую проницаемость электрической проводимости на постоянном токе, рассчитанные по формуле (77). Видно, что практически для всех образцов, за исключением образца № 279, основной вклад в диэлектрические потери в исследованном диапазоне частот дает проводимость. Вклад от дипольного механизма поляризации мал.

Такое поведение коррелирует с зависимостями действительной части

проводимости от частоты (рисунок 27).



а)



б)

а) Зависимость действительной части проводимости от частоты; б)
Зависимость мнимой части проводимости от частоты.

Рисунок 27 – Частотные зависимости электрической проводимости образцов первой группы

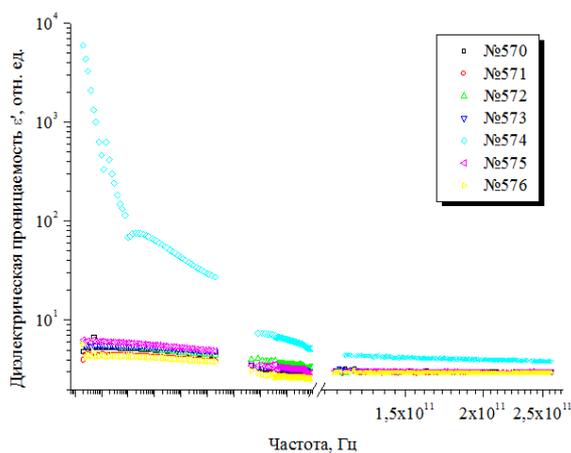
Мнимые части проводимости (рисунок 27 б) на частотах выше 1000 Гц представляют собой практически прямые линии. В случае дебаевской зависимости диэлектрической проницаемости материалов при наличии сквозной проводимости для этих зависимостей на низких частотах $f \ll 1/2\pi\tau$ (τ – время релаксации) выполняется зависимость:

$$Im(\sigma) [\text{Cm/m}] = f [\text{Hz}] \times \epsilon_0 [\text{rel.units}] / (18 \times 10^9), \quad (89)$$

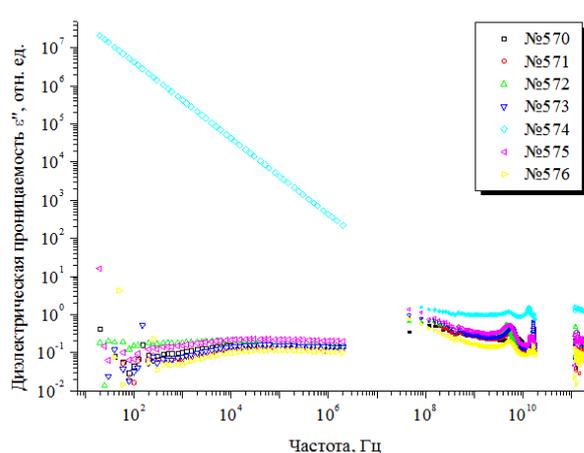
где ϵ_0 – статическая диэлектрическая проницаемость. В дальнейшей работе эта формула будет применяться нами для проведения оценок величин ϵ_0 композитов.

3.2 Мнимая и действительная часть диэлектрической проницаемости и проводимости образцов на основе эпоксидной смолы и углеродных материалов

Величины ДП второй группы образцов существенно меньше, чем у первой группы (рисунок 28).



а)

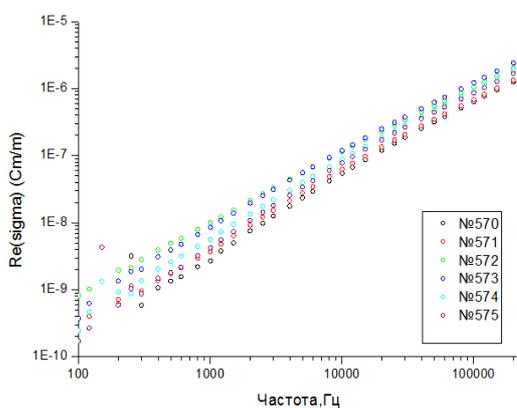


б)

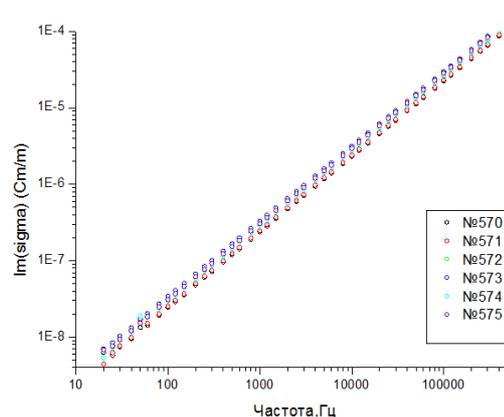
а) Зависимость действительной части диэлектрической проницаемости от частоты; б) Зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости от частоты.

Рисунок 28 – Частотные зависимости ДП образцов второй группы

Очевидно, это обусловлено очень малой проводимостью данной группы образцов. Из измеренных образцов на основе эпоксидной смолы и углеродных материалов наибольшими потерями обладают образцы с содержанием 5% нанотрубок и 2% терморасширенного графита.



а)



б)

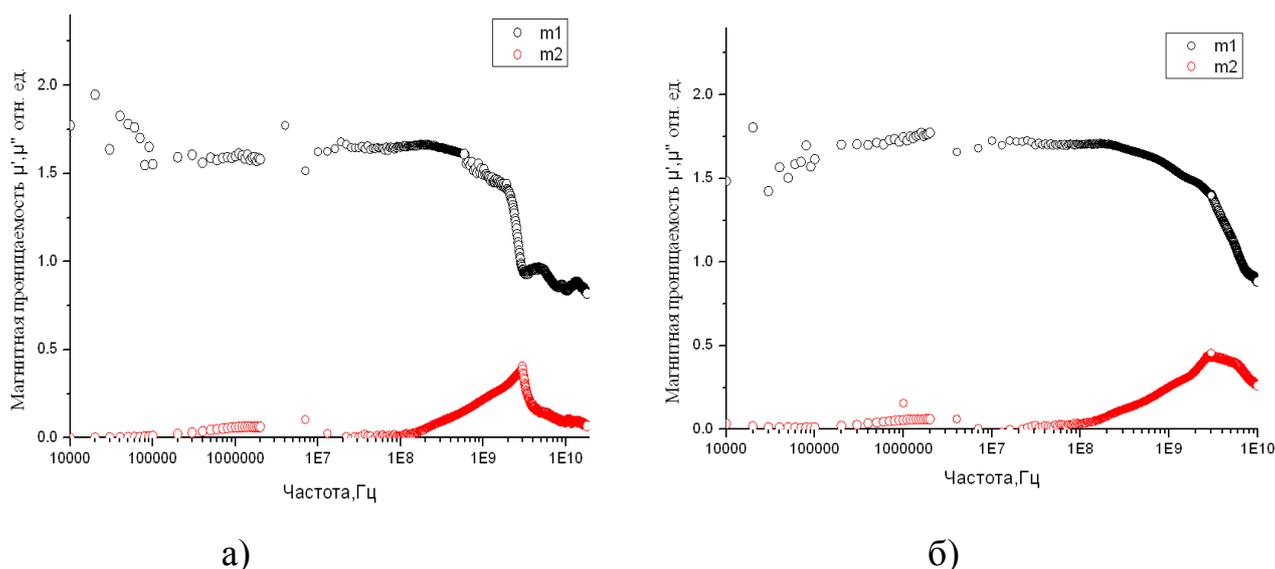
а) Зависимость действительной части проводимости от частоты; б) Зависимость мнимой части проводимости от частоты.

Рисунок 29 – Частотные зависимости электрической проводимости

Зависимости и действительной, и мнимой частей проводимости (рисунок 29) в логарифмическом масштабе практически линейно возрастают с ростом частоты. Это говорит о дебаевском типе поляризационных процессов.

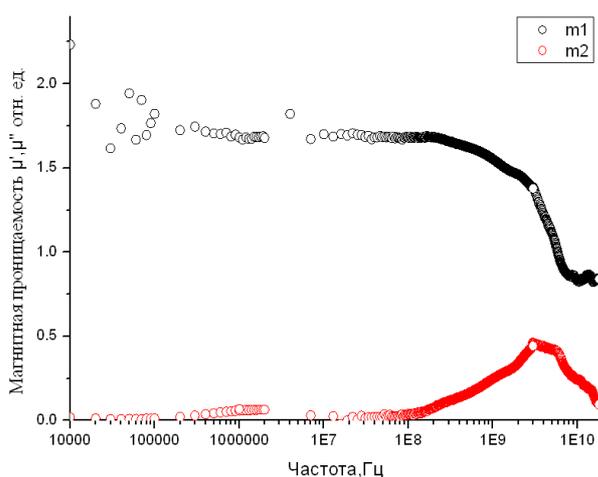
3.3 Спектры магнитной проницаемости первой группы образцов на основе магнетитовых микросфер

Получены спектры комплексной МП для первой группы образцов (рисунки 30 – 32). Измерения в низкочастотной области проведения с помощью прецизионного *RLC* измерителя Agilent E4980A и измерителя импедансов E4991B на измерительной ячейке Magnetic Material Test Fixture. В высокочастотной области с помощью векторного анализатора цепей P4M-18.

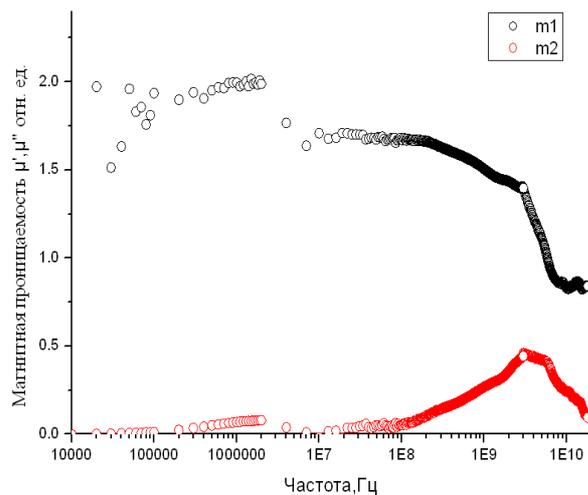


а) Спектр комплексной МП для композитов со сферами Fe_3O_4 , < 50 мкм; б) Спектр комплексной МП для композитов со сферами Fe_3O_4 , 50-100 мкм.

Рисунок 30 – Спектры магнитной проницаемости образцов с микросферами



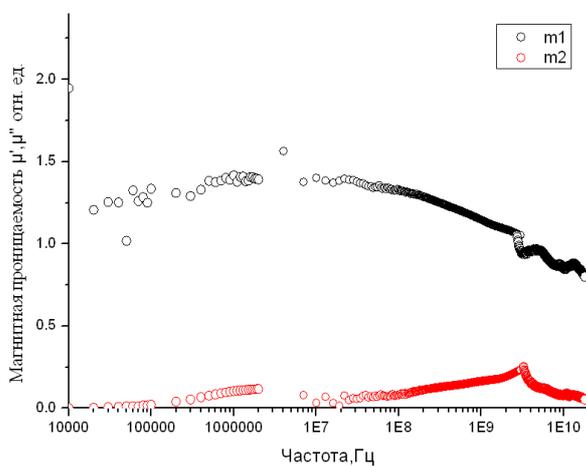
а)



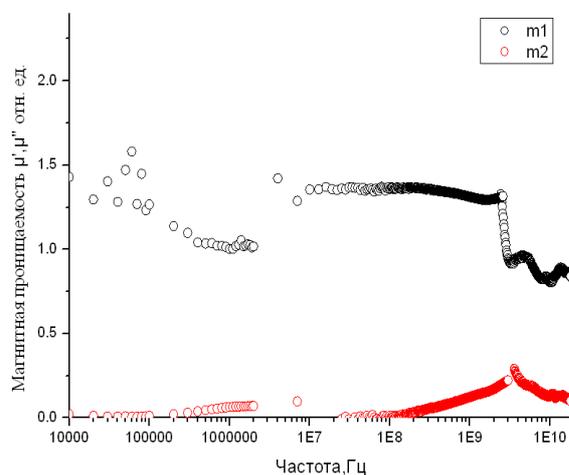
б)

а) Спектр комплексной МП для композитов со сферами Fe_3O_4 , 80-100 мкм; б) Спектр комплексной МП для композитов со сферами Fe_3O_4 , 100-200 мкм.

Рисунок 31 – Спектры магнитной проницаемости образцов с микросферами



а)



б)

а) Спектр комплексной МП для Fe_3O_4 , >200 мкм;
 б) Спектр комплексной МП для композитов со сферами Fe_3O_4 , неразделёнными на фракции.

Рисунок 32 – Спектры магнитной проницаемости образцов с микросферами

Из представленных выше рисунков 30-32 видно:

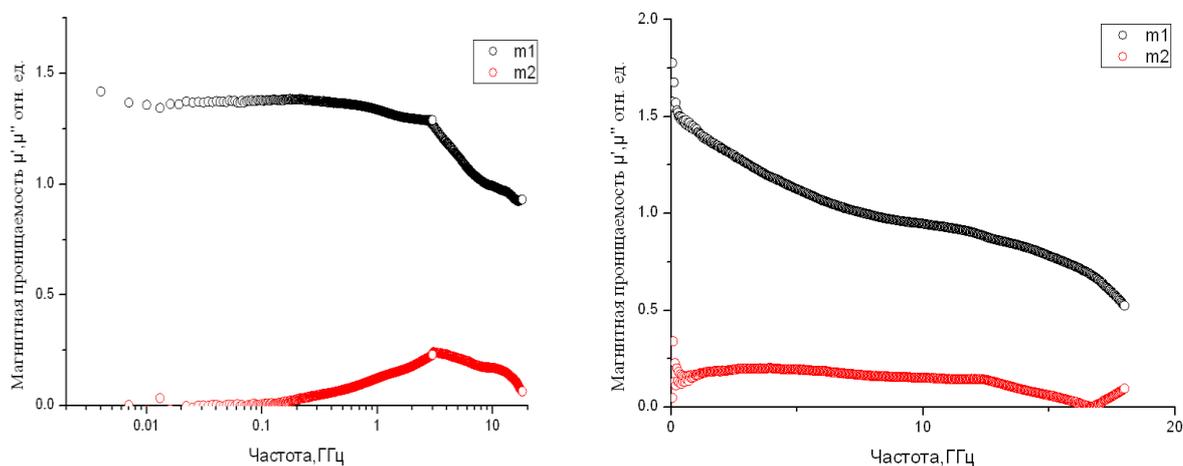
а) Величина действительной части МП всех образцов не превышает 2, а мнимая часть МП меньше 0,5;

б) Какой-либо закономерности в изменении магнитных свойств композитов от размеров частиц не наблюдается.

В Томском политехническом университете (ТПУ) были проведены исследования данных композитов на сканирующем электронном микроскопе. Результаты исследований показали, что большинство микросфер оказалось разрушенными. Это произошло потому, что для изготовления композитов была применена методика, включающая прессование суспензии микрочастиц и связующего.

3.4 Спектры магнитной и диэлектрической проницаемостей второй группы образцов на основе магнетитовых микросфер

В связи с этим в ТПУ была изготовлена вторая группа образцов. В качестве матрицы в данном случае была использована эпоксидная смола без прессования (рисунки 33 – 35).



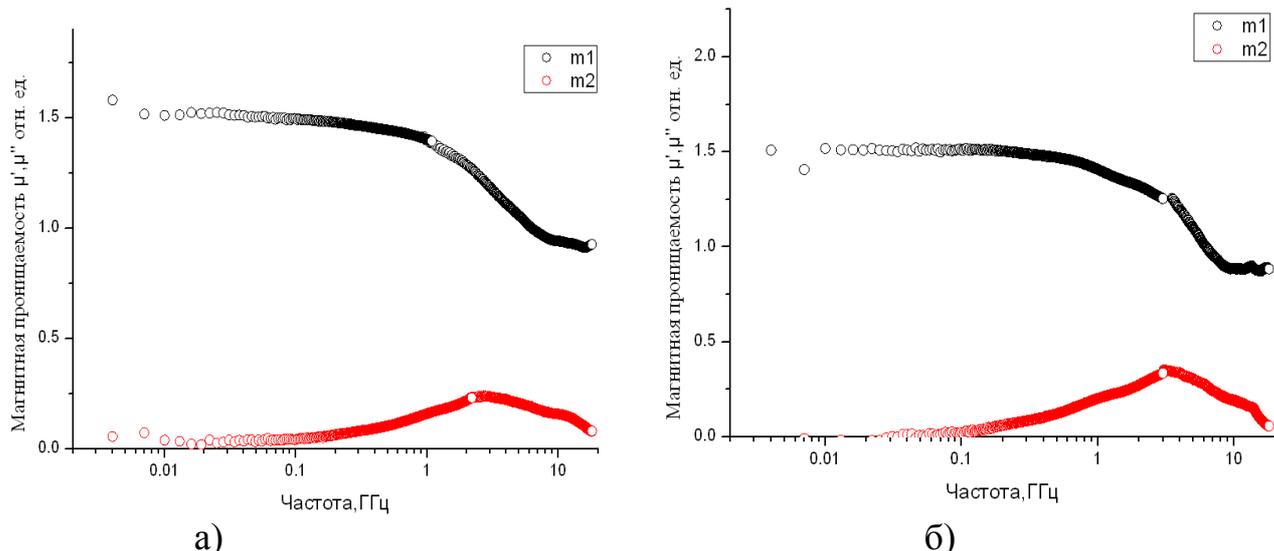
а)

б)

а) Спектр комплексной МП для композитов со сферами Fe₃O₄, 50 - 100 мкм;

б) Спектр комплексной МП для композитов со сферами Fe₃O₄, < 50 мкм.

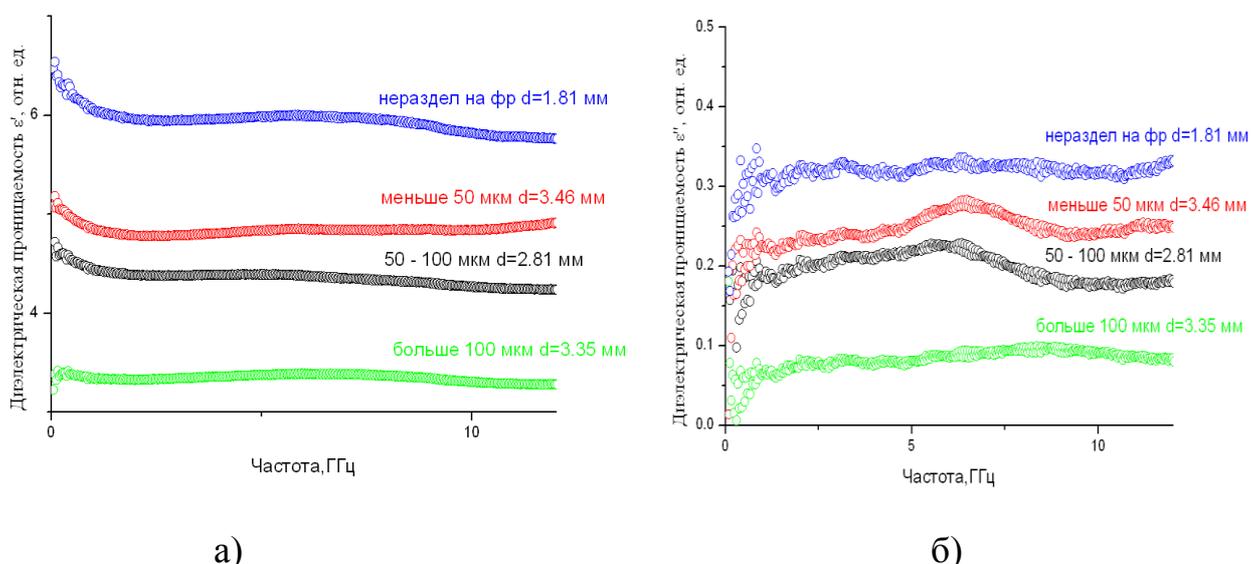
Рисунок 33 – Спектры магнитной проницаемости образцов с микросферами



а) Спектр комплексной МП для композитов со сферами Fe_3O_4 , > 200 мкм; б) Спектр комплексной МП для композитов со сферами Fe_3O_4 , неразделённые на фракции.

Рисунок 34 – Спектры магнитной проницаемости образцов с микросферами

Видно, что и в этом случае МП имеет небольшие значения и ее зависимости от размеров микросфер не наблюдается. Причина этого в настоящее время обсуждается с сотрудниками ТПУ.



а) Спектр действительной части ДП для композитов со сферами Fe_3O_4 ; б) Спектр мнимой части ДП для композитов со сферами Fe_3O_4 .

Рисунок 35 – Спектры ДП образцов с микросферами

Наибольшей диэлектрической проницаемостью обладает образец неразделённый на фракции. Как видно из графиков, наименьшую диэлектрическую проницаемость имеют композиты с крупными микросферами. Для остальных фракций диэлектрическая проницаемость возрастает с увеличением размеров сфер.

ВЫВОДЫ

а) Экспериментальные исследования двух групп образцов с углеродными наноструктурами показали, что их свойства существенно отличаются и определяются в основном величиной сквозной проводимости.

б) Исследование спектров диэлектрической проницаемости композитов с магнетитовыми микросферами показало, что максимальную величину ДП имеет исходный, не разделенный на фракции, образец. Наименьшую величину ДП имеет образец с крупными частицами. Наблюдается рост величины ДП с уменьшением размеров фракций частиц.

в) Закономерностей в изменении спектров МП композитов с магнетитовыми микросферами в зависимости от размеров микросфер в эксперименте не наблюдается. Величины МП композитов мало отличаются друг от друга. Причины этого обсуждаются с коллегами из ТПУ и требуются дополнительные исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проделанной работы:

а) Проведен аналитический литературный обзор по методам расчёта и свойствам РПП.

б) Освоены методики проведения исследований магнитной и диэлектрической проницаемостей материалов в широком диапазоне частот.

в) Приготовлены и металлизированы образцы для проведения измерений ДП композитов с углеродными наноструктурами конденсаторным методом и проведены измерения спектров в широком диапазоне частот от 20 Гц до 260 ГГц.

г) Приготовлены тороидальные образцы для проведения измерений МП и ДП композитов с магнетитовыми микросферами. Проведены измерения спектров магнитной и диэлектрической проницаемостей композитов в диапазоне частот от 20 Гц до 18 ГГц.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Алимин Б . Ф. Методы расчёта поглотителей электромагнитных волн / Б.Ф. Алимин // Зарубежная радиоэлектроника. – 1976. – № 3. – С. 29 – 57.
- 2 Алимин Б . Ф. Методы расчёта поглотителей электромагнитных волн / Б.Ф. Алимин // Зарубежная радиоэлектроника. – 1989. – № 2. – С. 75 – 82.
- 3 Шнейдерман Я. А. Радиопоглощающие материалы: обзор / Я. А. Шнейдерман // Зарубежная радиоэлектроника. – 1971. – № 2. – С. 79 – 113.
- 4 Брант А.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах / А.А. Брант. – М.: Физматгиз, 1963. 404 с.
- 5 Быстров Р.П. Особенности развития радиотехнических систем радиоэлектронной борьбы / Р . П. Быстров // Радиотехника. – 2012. – № 8. – С. 1 – 26.
- 6 Доценко О.А. Использование нерегулярных микрополосковых резонаторов для измерения температурных зависимостей магнитной проницаемости порошков ферритов: Дис. канд. физ. – мат. наук. – Томск, 2007. – 112 с.
- 7 Шнейдерман Я. А. Радиопоглощающие материалы: обзор / Я. А. Шнейдерман // Зарубежная радиоэлектроника. – 1971. – № 2. – С. 79 – 113.
- 8 Spectrum Analyzer. URL: www.ni.com/datasheet/pdf/en/ds-557. (Дата обращения: 11.10.2015).
- 9 СТО ТГУ 032-2009. Методика измерения коэффициента отражения композитов на основе наноразмерных порошков ферритовых материалов [Текст]. – Введ. 2009. – Томск, 2009. – 3 с.
- 10 Смит Я. Ферриты / Я.Смит, Х.Вейн. : – М.: Мир, 1962. – С. 350 – 352.
- 11 Krupka J. Complex permeability of demagnetized microwave ferrites near and above gyro magnetic resonance / J. Krupka , R. G. Geyer // Mater. Let. – 1996. – V. 32. – № 3. – P. 1924 – 1933.
- 12 R. P. Bystrov Special features of the development of the radio-technical systems of the radio-electronic struggle / V. G. Dmitriev, Yu. A. Zemskii, Yu. M. Perunov, V. A. Cherepenin // Uspekhi sovremennoi radioelektroniki (Achievements of Modern Radioelectronics).– 2012.– № 8. – P. 3 – 28.

- 13 Способ получения радиопоглощающего покрытия: пат. RU2200177. №2001122146/04; заявл.07.08.2001; опубл. 10.03.2003. Биол. №7.
- 14 Обзор современных измерителей импеданса (измерители RLC) URL: <https://www.prist.ru/info/articles/lcr-meters.htm>. (Дата обращения: 11.05.2017).
- 15 J. Baker – Jarvis Improved Technique for Determining Complex Permittivity with the Transmission / Reflection Method / J. Baker – Jarvis, E. Vanzura, W. Kissick // Microwave Theory and Technique.– 1990. – V. 38. – № 8. – P. 1096.
- 16 K. Chalapat Wideband Reference – Plane Invariant Method for Measuring Electromagnetic Parameters of Materials / K. Chalapat, K. Sarvala, J. Li, G. S. Paranoanu // Microwave Theory and Techniques.– 2007. – V. 57. – № 9. – P. 2257 – 2267.
- 17 – I. Shanenkov Magnetite hollow microspheres with broad absorption bandwidth of 11.9 GHz: toward promising lightweight electromagnetic microwave absorption materials / I. Shanenkov, A. Sivkov, A. Ivashutenko, V. Zhuravlev, Q. Guo, G. Li, G. Wei, W. Han // Phys. Chem. Chem. Phys.– 2017. – V. 19 . – P. 19975 – 19983.
- 18 A. Sivkov Plasma dynamic synthesis and obtaining ultrafine powders of iron oxides with high content of ϵ -Fe₂O₃ / A. Sivkov, I. Shanenkov, A. Ivashutenko, E. Naiden // Phys. Chem. Chem. Phys.– 2016. – V. 405 . – P. 158 – 168.

УВАЖАЕМЫЙ ПОЛЬЗОВАТЕЛЬ!

Обращаем ваше внимание, что система «Антиплагиат» отвечает на вопрос, является ли тот или иной фрагмент текста заимствованным или нет. Ответ на вопрос, является ли заимствованный фрагмент именно плагиатом, а не законной цитатой, система оставляет на ваше усмотрение. Данный отчет не подлежит использованию в коммерческих целях.

Отчет о проверке на заимствования №1

Автор: alenjchka_00@mail.ru / ID: 3451216

Проверяющий: (alenjchka_00@mail.ru / ID: 3451216)

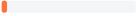
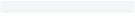
Отчет предоставлен сервисом «Антиплагиат»- <http://www.antiplagiat.ru>

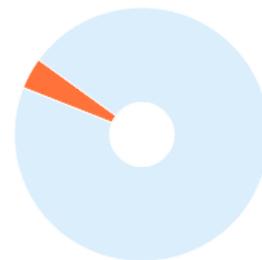
ИНФОРМАЦИЯ О ДОКУМЕНТЕ

№ документа: 6
Начало загрузки: 02.02.2018 09:06:34
Длительность загрузки: 00:00:01
Имя исходного файла: Итог диплома
Размер текста: 1733 кБ
Символов в тексте: 61079
Слов в тексте: 7684
Число предложений: 390

ИНФОРМАЦИЯ ОБ ОТЧЕТЕ

Последний готовый отчет (ред.)
Начало проверки: 02.02.2018 09:06:37
Длительность проверки: 00:00:05
Комментарии: не указано
Модули поиска:

ЗАИМСТВОВАНИЯ 4,16%  ЦИТИРОВАНИЯ 0%  ОРИГИНАЛЬНОСТЬ 95,84% 



№	Доля в отчете	Доля в тексте	Источник	Ссылка	Актуален на	Модуль поиска	Блоков в отчете	Блоков в тексте
[01]	2,2%	2,21%	613.Измерения на сверхвыс...	http://docme.ru	30 Июнь 2017	Модуль поиска Интернет	13	13
[02]	0,8%	0,8%	Фотокаталитические покры...	http://dslib.net	21 Апр 2016	Модуль поиска Интернет	2	2
[03]	0,34%	0,34%	Электромагнитные характе...	http://fizmathim.com	06 Июль 2017	Модуль поиска Интернет	1	1