

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования

ИРКУТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Нонг Куок Куанг

**РАЗРАБОТКА УСТАНОВКИ И ИССЛЕДОВАНИЕ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ
В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ ДО 178 ГГц**

01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
Егоров Виктор Николаевич

Иркутск – 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1. АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР	9
1.1. Диэлектрики и виды поляризации	9
1.2. Частотные зависимости и модели поляризации диэлектриков	13
1.3. Методы исследования свойств диэлектриков в СВЧ диапазоне.....	20
1.4. Измерения в открытом резонаторе со сферическими зеркалами.....	28
1.5. Выводы.....	35
2. РАЗВИТИЕ МЕТОДА ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА	38
2.1. Резонатор с симметрично расположенным магнитодиэлектриком.....	38
2.2. Относительный запас энергии электрического и магнитного полей в магнитодиэлектрическом образце	44
2.3. Коэффициент изменения омических потерь в зеркалах.....	46
2.4. Спектр открытого резонатора со смещенным образцом.....	48
2.5. Определение параметров резонатора и моделирование его спектра.....	53
2.6. Выводы.....	54
3. РАЗРАБОТКА УСТАНОВКИ ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 78 -178 ГГц	55
3.1. Получения и регистрация сигнала в диапазоне частот 78–178 ГГц.....	55
3.2. Разработка открытых резонаторов и конструкции установки.....	59
3.3. Возбуждение открытого резонатора делительной пленкой	65
3.4. Калибровка измерительного тракта и детектора.....	69
3.5. Выводы	73
4. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	74
4.1. Аппроксимация резонансных характеристик и определение размеров резонатора.....	74
4.2. Экспериментальная процедура	77
4.3. Экспериментальные результаты.....	80
4.4. Измерение параметров ферритов.....	86
4.5. Зависимость результатов измерения от электрической толщины образцов	87
4.6. Выводы.....	88
5. ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ	89
5.1. Коэффициенты влияния входных величин в открытом резонаторе	89
5.2. Методика обработки результатов.....	92

5.3. Статистическая составляющая неопределенности (тип А).....	94
5.4. Нестатистическая составляющая неопределенности (тип В).....	96
5.5. Выводы.....	99
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	101
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	102
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	111

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. В последние годы интенсивно расширяется использование электромагнитных волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов в исследованиях природных ресурсов, искусственных материалов, радиолокации, спутниковой связи, телевидении, телекоммуникациях и промышленности. Эти диапазоны получили общее название крайне высоких частот (КВЧ). Для применений материалов в этом диапазоне необходимо исследование их диэлектрических свойств, поскольку материалы служат средой для передачи волн и создания компонентов и функциональных элементов этого диапазона. Имеющиеся в литературе данные о диэлектрических параметрах материалов в диапазоне КВЧ малочисленны, часто не имеют оценки точности, и не позволяют сопоставлять с данными в сантиметровом и более низкочастотных диапазонах. Поэтому задача поиска и исследования материалов с эталонными диэлектрическими свойствами в данном диапазоне частот и точное измерение их параметров является актуальной.

Сами методы исследования и принципы построения экспериментальных установок в диапазоне КВЧ имеют особенности и сложности. Это связано, в частности, с ограниченной возможностью применения многих обычных СВЧ элементов при КВЧ вследствие малости длины волны в сравнении с размерами элементов. С другой стороны, длина волны еще недостаточно мала для применения в полной мере оптических принципов и элементов в экспериментальных установках и методиках исследований, поскольку роль дифракционных явлений оказывается существенной. Несмотря на достижения в технике и элементной базе миллиметровых волн, получение сигнала с высокой стабильностью, достаточной мощностью и цифровым управлением параметрами (частотой, мощностью) все еще остается сложной и очень дорогостоящей задачей. Выпускаемые ведущими зарубежными производителями анализаторы цепей до терагерцового диапазона доступны лишь очень крупным исследовательским центрам. Поэтому разработка экспериментальных установок с компьютерным управлением и преимущественно российской твердотельной элементной базой также важна и актуальна.

Целью работы является создание эталонной экспериментальной установки на основе открытого двухзеркального резонатора (ОР) и исследование свойств диэлектрических материалов в диапазоне частот до 178 ГГц для применения в качестве стандартных образцов комплексной диэлектрической проницаемости.

Для достижения поставленной цели решены следующие задачи:

- проведен анализ механизмов поляризации в диэлектриках и моделей для описания частотных зависимостей вещественной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости, методов исследования диэлектрических свойств в диапазонах СВЧ и КВЧ;
- рассмотрены свойства миллиметровых волн, гауссовых пучков электромагнитных волн и существующая теория измерений диэлектрических параметров в открытом двухзеркальном резонаторе;
- исследованы современные возможности получения высокостабильных сигналов миллиметрового диапазона с компьютерной перестройкой по частоте и характеристики измерительного тракта на основе скалярного анализатора цепей P2M-18 с цепочкой умножения и усиления сигнала до 178 ГГц.
- проанализированы различные способы включения измерительного резонатора в тракт и выбран способ включения резонатора через один элемент связи в виде делительной диэлектрической пленки, имеющий преимущества в миллиметровом диапазоне.
- теория метода измерения обобщена для случаев смещения образца от плоскости симметрии резонатора и магнитодиэлектрического образца;
- разработаны конструкции открытых резонаторов, создана и исследована установка для измерения диэлектрических параметров материалов в диапазоне частот 78 – 178 ГГц.
- получены экспериментальные данные по диэлектрическим свойствам ряда материалов в диапазоне частот до 178 ГГц;
- проведен анализ точности измерений диэлектрических параметров на разработанной установке.

Научная новизна работы состоит в следующем:

- теория открытого резонатора со сферическими зеркалами и симметрично расположенным диэлектриком обобщена на магнитодиэлектрик, представление резонатора со смещенным от плоскости симметрии диэлектрическим образцом как двух полусферических резонаторов различной длины с "электрической" или "магнитной" плоскими стенками и одинаковой резонансной частотой позволяет найти диэлектрические параметры образца и его смещение.
- экспериментально показано, что применение современных цифровых анализаторов цепей сантиметрового диапазона с цепочкой умножения и усиления дает возможность получать сигналы достаточной мощности с высокой стабильностью и компьютерной перестройкой частоты в диапазоне до 178 ГГц;
- включение резонатора в тракт через один элемент связи имеет существенные преимущества в диапазоне КВЧ: возможность измерений при мощности сигнала, недостаточной для

проходной схемы включения резонатора, контроль равномерности АЧХ тракта, простая калибровка тракта и измерение коэффициента связи резонатора, уменьшение влияния отклонения характеристики детектора от квадратичной.

-диэлектрическая проницаемость исследованных образцов полиэтилена, фторопласта, плавленного кварца, керамик ВК100, В20 в диапазоне частот 6 -178 ГГц не изменяется в пределах погрешности измерения 0,5 %, диэлектрические потери в этих материалах монотонно возрастают с частотой.

Теоретическая и практическая значимость работы.

-получены новые расчетные соотношения для открытого двухзеркального резонатора с несимметрично расположенным магнитодиэлектрическим образцом;

-разработанная с участием автора и исследованная автором установка включена в состав государственного первичного эталона единиц комплексной диэлектрической проницаемости ГЭТ 110-2012 в диапазоне частот от 1 до 178,4 ГГц; точности результатов измерения на установке удовлетворяет требованиям по метрологическим характеристикам;

-экспериментальные данные по диэлектрическим свойствам исследованных материалов показывают пригодность этих материалов для стандартных образцов диэлектриков с рабочим диапазоном частот до 178 ГГц;

-разработанная и зарегистрированная в Федеральной службе по интеллектуальной собственности компьютерная программа расчета диэлектрических параметров образца по спектру резонансных частот позволяет также моделировать спектр резонансных частот резонатора с диэлектрическим образцом.

Защищаемые положения

1. Разработанные обобщения в теории открытого двухзеркального резонатора с симметрично расположенным плоскопараллельным диэлектрическим образцом расширяют теорию и методику исследований на случай магнитодиэлектрического образца, смещенного от плоскости симметрии.

2. Разработанная в диссертации установка для исследования диэлектриков в диапазоне частот от 78 до 178 ГГц на основе серийного цифрового анализатора цепей с частотным диапазоном до 20 ГГц и российских твердотельных электронных компонентов имеет достаточный запас по мощности сигнала и частотное разрешение в единицы герц, что обеспечивает эталонную точность измерений диэлектрических параметров.

3. Включение измерительного резонатора в тракт через один элемент связи имеет существенные преимущества в диапазоне КВЧ перед проходным включением резонатора, позволяет проводить измерения при мощности сигнала, недостаточной для проходной

схемы, а также контролировать равномерность АЧХ тракта, просто осуществлять калибровку, измерение коэффициента связи резонатора и уменьшить влияние отклонения характеристики детектора от квадратичной.

4. Диэлектрическая проницаемость исследованных образцов полиэтилена, фторопласта, плавленого кварца КВ, керамик ВК100, В20 не зависит от частоты в диапазоне 6 -178 ГГц на уровне погрешности измерения 0,5 %, диэлектрические потери кварца КВ монотонно возрастают до $5 \cdot 10^{-4}$ на частоте 173 ГГц, магнитная проницаемость феррита 30СЧ-9 на частотах 7 – 78 ГГц менее 1.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из Введения, 5 разделов, Заключение, литературы и Приложений. Работа представлена на 131 страницах машинописного текста, включает 53 рисунков, 18 таблиц. Список литературы включает 128 наименований.

В первом разделе представлен обзор основных механизмов и физических моделей поляризации и потерь энергии электромагнитного поля в диэлектриках. Проанализированы частотные зависимости вещественной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости, методы исследования диэлектриков в разных диапазонах частот, включая диапазоны СВЧ и КВЧ, рассмотрены резонансные методы исследования диэлектриков и метод открытого двухзеркального сферического резонатора в КВЧ диапазоне.

Во втором разделе рассматривается развитие метода открытого двухзеркального резонатора с исследуемым образцом, смещенным от плоскости симметрии резонатора. Резонатор со сферическими зеркалами и смещенным образцом представлен в виде двух полусферических резонаторов различной длины с суммарной длиной, равной длине сферического резонатора и одинаковыми резонансными частотами, равными частоте исходного резонатора. На плоском (виртуальном) зеркале полусферических резонаторов (с неизвестным смещением от плоскости симметрии исходного резонатора) выполняется граничное условие "электрической" стенки для нечетных колебаний и условие "магнитной" стенки для четных колебаний. Теория резонатора с диэлектрическим образцом обобщена на случай магнитодиэлектрика. Экспериментально исследованы литературные расчетные формулы для диэлектрических параметров исследуемого образца по измеряемым характеристикам резонатора. Получены выражения для уточненного коэффициента заполнения резонатора и уточненного коэффициента изменения омических потерь в зеркалах резонатора.

В третьем разделе рассматривается построение экспериментальной установки. Изложены принципы получения и регистрации сигнала с компьютерной перестройкой

частоты в диапазонах 78 -118 и 118 – 178 ГГц. Рассмотрены характеристики умножителей частоты, детекторов и поляризационных аттенюаторов в этих диапазонах. Описывается конструкция измерительных открытых резонаторов со сферическими зеркалами и установок на диапазоны 78 -118 и 118 – 178 ГГц на основе этих резонаторов, способ возбуждения резонаторов в схеме "как неоднородность" и калибровки установки.

В четвертом разделе представлены методика исследования и экспериментальные результаты измерения диэлектрических параметров материалов, включая оценку относительной магнитной проницаемости высокочастотных ферритов.

В пятом разделе рассматривается точность измерения в открытом резонаторе. Получены выражения для коэффициентов влияния параметров резонатора и образца на результаты измерений на эталонной установке в диапазонах частот 78,33 -118,1 ГГц и 118,1 -178,4 ГГц. Получены оценки неопределенности результатов измерения диэлектрической проницаемости и потерь.

В Заключении кратко изложены основные результаты диссертационной работы.

1. АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР

1.1. Диэлектрики и виды поляризации

В настоящее время важную роль в радиотехнике СВЧ и КВЧ диапазонов и измерительной технике играют диэлектрические материалы. Во многих современных радиотехнических СВЧ устройствах найдутся элементы, сделанные из диэлектрических материалов. Свойства диэлектриков в электромагнитном поле изучаются уже давно [1]. С расширением используемых диапазонов частот до терагерцовых, инфракрасных и оптических волн и применением новых материалов возникла необходимость их более глубокого рассмотрения. Последние достижения в исследовании материалов и СВЧ технике сделали возможным гораздо более углубленное изучение диэлектриков и их поведения в разных участках частотных спектров. С другой стороны, применение новых, в том числе искусственных материалов в СВЧ и КВЧ диапазонах ставит ряд вопросов, например, как разумно и оптимально использовать диэлектрические материалы в различных условиях.

Диэлектрики отличаются от других материалов прочными связями электрических положительных и отрицательных зарядов, входящих в их составе. В твердых диэлектриках в силу ряда причин всегда имеется некоторое количество слабо связанных зарядов [2]. Иными словами, диэлектрики не являются абсолютными непроводниками электрического тока. В нормальных условиях, такие заряды в диэлектрике обуславливают малый электрический ток утечки, являющийся суммой токов сквозной проводимости и абсорбции. Электропроводность диэлектрика характеризуется только током сквозной проводимости. Проводимость диэлектриков намного меньше проводимости проводников. Обычно к диэлектрикам относятся вещества с удельной проводимостью не более $10^{-7} - 10^{-8}$ См/м. Другие материалы, обладающие проводимостью, промежуточной между диэлектриками и проводниками, классифицируются как полупроводники [2,3]. Более строгое разделение веществ на диэлектрики и проводники в электродинамике основано на соотношении токов смещения и токов проводимости в данном веществе в исследуемом диапазоне частот, т.е. не является абсолютным и зависит от частоты поля и параметров среды.

Основное свойство диэлектрика состоит в способности поляризоваться в электрическом поле. Процесс поляризации в диэлектриках обусловлен ограниченным смещением связанных зарядов или поворотом электрических диполей и относится к смещению и упорядочению зарядов обычно под воздействием внешнего поля. Другими словами, поведение диполей вызывается действием приложенных полей, при которых поляризация диэлектриков характеризуется вектором поляризации. По физическому смыслу вектор поляризации является дипольным моментом единицы объема диэлектрика. Иногда

вектор поляризации коротко называют просто поляризацией и самая поляризация – это состояние диэлектрика, которое характеризуется наличием электрического дипольного момента у каждого элемента его объема. Поляризация не изменяет суммарного заряда в любом макроскопическом объеме внутри однородного диэлектрика.

В зависимости от механизма поляризации [4], можно разделить процессы переупорядочения частиц в диэлектрике на электронную (оптическую), атомную (ионную), ориентационную и граничную поляризации. Различные процессы поляризации проиллюстрированы на рис. 1.1.



Рис. 1.1. Механизмы поляризации

При электронной (оптической) поляризации, под действием внешнего поля центр электронного облака смещается относительно ядра, дипольный момент побуждается и атом поляризуется. Перемещение электронов и ядра в атоме является упругим и когда внешнее поле снимается, дипольный момент исчезает. Однако молекулы многих веществ обладают постоянным дипольным моментом. При отсутствии внешнего поля, ориентация молекул в пространстве случайна и поляризация отсутствует. Приложенное поле стремится ориентировать молекулы, но тепловое перемешивание препятствует ориентации, поэтому не все молекулы ориентированы по направлению поля. Этот вид поляризации носит название ориентационной и характерен для полярных веществ. С другой стороны, не важно происходит или нет ориентационная поляризация, если существует полярная связь для молекул с разными атомами, то всегда имеется место для перемещения молекул под действием поля. В данной ситуации, атомная (ионная) поляризация проявляется, особенно в веществе с относительно слабой связью. В отличие от рассмотренных выше трех типов поляризаций, результат локального накопления зарядов, дрейфующих через данный материал, создает интерфейсную (граничную) поляризацию.

В зависимости от энергетического процесса, поляризацию диэлектриков можно подразделить на два класса: упругая поляризация, не вызывающая диэлектрических потерь (электронная и ионная поляризации) и релаксационная поляризация с диэлектрическими потерями (дипольная, миграционная и доменная поляризации). Электронная или ионная поляризации относятся к упругой поляризации, которая происходит практически без потерь энергии, т.е. сопровождается очень малым поглощением энергии электромагнитного поля. Упругая поляризация происходит за короткий промежуток времени: до 10^{-15} с в случае электронной и приблизительно 10^{-13} с в ионной поляризациях.

Другие рассматриваемые далее виды поляризации являются различными проявлениями релаксационной поляризации. Дипольная или ориентационная поляризация протекает с потерями энергии на преодоление сил связи и внутреннего трения. Она связана с ориентацией диполей во внешнем электрическом поле. Электронно-релаксационная поляризация является ориентацией электронов в области дефектов во внешнем электрическом поле. Другой тип ориентационной поляризации с потерями энергии называется ионно-релаксационной поляризацией, при которой слабосвязанные ионы смещаются между узлами кристаллической структуры. Структурной поляризацией называется ориентация примесей и неоднородных макроскопических включений в диэлектрике. Это самый медленный тип поляризационных процессов. Миграционная поляризация обусловлена наличием в материале слоев с различной проводимостью, образованием объемных зарядов, особенно при высоких градиентах напряжения, имеет большие потери и является поляризацией замедленного действия.

В зависимости от области применения и цели использования, диэлектрики характеризуются несколькими параметрами, относящимися к поляризации и потерям энергии в поле. Такими важными параметрами являются относительная диэлектрическая проницаемость ε и тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$. Безразмерная величина ε связана с эффектом поляризации диэлектриков под действием электрического поля и с характеризующей этот эффект величиной диэлектрической восприимчивости среды. Если конденсатор заполнен данным диэлектриком, то величина ε диэлектрика показывает, во сколько раз емкость конденсатора больше емкости аналогичного конденсатора, заполненного вакуумом. Относительная диэлектрическая проницаемость воздуха и большинства других газов в нормальных условиях близка к единице в силу их низкой плотности [2]-[4]. В модельном конденсаторе с постоянным полем напряжения E между двумя электродами площадью A каждый и расстоянием d между ними диэлектрическая

проницаемость среды между электродами определяется как $\varepsilon = Q/\varepsilon_0 AE$, где Q – запасенный в конденсаторе заряд и ε_0 – диэлектрическая проницаемость окружающей среды. Данная система нейтральна и имеет дипольный момент

$$\mu = AE\varepsilon_0(\varepsilon - 1)d$$

или дипольный момент единицы объема $P = E\varepsilon_0(\varepsilon - 1) = \chi\varepsilon_0 E$, где $\chi = \varepsilon - 1$ – восприимчивость среды.

В гармонических электромагнитных полях может быть введена комплексная диэлектрическая проницаемость

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (1.1)$$

При временной зависимости поля $\exp(j\omega t)$ величина $\varepsilon'' > 0$. и компоненты ε' , ε'' приводят к составляющим токам через конденсатор, как показано на рис. 1.2.

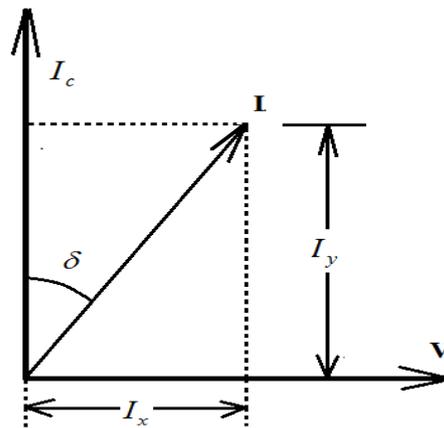


Рис. 1.2. Реальная и мнимая часть тока в переменном электрическом поле конденсатора

На рис.1.2 составляющие тока выражаются как:

$$I_c = v\omega\varepsilon'C_0 \text{—ток смещения,}$$

$$I_x = v\omega\varepsilon''C_0 \text{—ток проводимости,}$$

C_0 – емкость конденсатора,

v – мгновенное напряжение, приложенное к двум пластинам конденсатора,

ω – угловая частота колебательного процесса.

Синфазная с приложенным напряжением компонента тока обусловлена компонентой проницаемости ε'' и связана с диэлектрическими потерями. Угол δ

$$\delta = \operatorname{arctg}\left(\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}\right) \quad (1.2)$$

называется углом диэлектрических потерь. В диэлектрике, помещенном в переменное поле, диэлектрические потери энергии приводят к выделению тепла. Эта энергия расходуется на перемещение частиц в диэлектрике. Полная величина диэлектрических потерь является суммой потерь: 1) вызванных проходящим через диэлектрик сквозным током; 2) потерь, вызванных спадающим абсорбционным током или отдельными видами поляризации и 3) потерь, вызванных ударной ионизацией газовых включений внутри диэлектрика. По этой классификации в веществах, таких как стекло, фарфор, кварц, эбонит при комнатной температуре потери, вызванные сквозным током и абсорбционным током, происходят из-за неоднородности в структуре диэлектрика и разнонаправленной поляризации [2].

1.2. Частотные зависимости и модели поляризации диэлектриков

При поляризации диэлектрический материал реагирует на электрическое поле, поскольку он содержит носители заряда, которые могут смещаться. Это явление поляризации схематически изображается образованием дипольных цепей, которые выстраиваются параллельно полю и приводят к появлению зарядов противоположного знака на электродах. Плотность нейтрализованного поверхностного заряда представляется вектором поляризации $P = (\varepsilon' - 1)\varepsilon_0 E$ где ε' – относительная диэлектрическая проницаемость материала и эквивалентна дипольному моменту единицы объема материала [4] $P = N\bar{\mu} = N\alpha \cdot E'$, где N – количество элементарных дипольных моментов, $\bar{\mu}$ – средний дипольный момент и E' – напряженность локального электрического поля. Коэффициент α называется поляризуемостью материала. Каждый вид поляризации имеет свою поляризуемость и общая поляризуемость является суммой: $\alpha = \alpha_a + \alpha_e + \alpha_d + \alpha_s$, где $\alpha_a, \alpha_e, \alpha_d, \alpha_s$ – атомная, электронная, ориентационная и поверхностная поляризуемости соответственно.

В неполярных диэлектрических материалах с электронной поляризацией в приближении, что заряды распределены равномерно на поверхности сферы радиусом R , дипольный момент вычисляется как $\mu_e = (4\pi\varepsilon_0 R^3)E$ и зависит только от приложенного поля (для данного атома $4\pi\varepsilon_0 R^3$ является постоянным). Тогда

$$\varepsilon = 1 + 4\pi NR^3,$$

где R – атомный радиус, N – плотность атомов.

В полярном диэлектрике на рис. 1.3 показан процесс установления поляризации после приложения постоянного напряжения. Процесс требует определенного времени, чтобы поляризация достигла максимального значения и называется диэлектрической релаксацией.

Поляризация изменяется по экспоненциальному закону до «насыщенного» или конечного значения

$$P(t) = P_{\infty} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (1.3)$$

где P_{∞} – конечное значение поляризации, то есть поляризация с постоянным напряжением, τ – время релаксации, которое является функцией температуры.

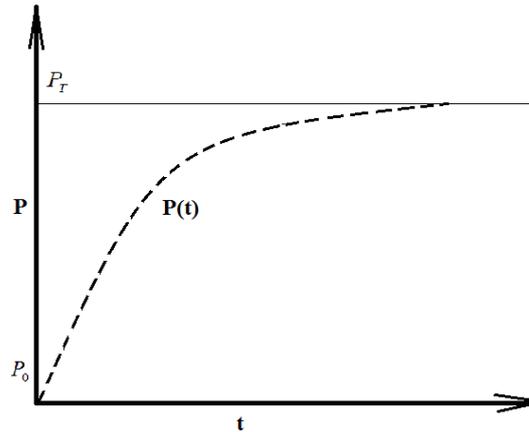


Рис. 1.3. Поляризация в диэлектрике при постоянном поле

В приближении отсутствия атомной поляризации суммарная поляризация может быть выражена как сумма ориентационной и мгновенной электронной поляризаций в данный момент времени. В [5] показано, что поляризация в переменном гармоническом поле является функцией частоты приложенного поля :

$$P = \left[\varepsilon_{\infty} - 1 + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})}{1 + j\omega\tau} \right] \varepsilon_0 E_m e^{j\omega t}.$$

Величина поляризации $P(t)$ связана с диэлектрической проницаемостью, которая в полярных диэлектрических материалах выражается формулой Дебая [5,6]

$$\varepsilon' - j\varepsilon'' = 1 + \left[\varepsilon_{\infty} - 1 + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + j\omega\tau} \right], \quad (1.4)$$

где ε_s – диэлектрическая проницаемость материала в постоянном поле, ε_{∞} – диэлектрическая проницаемость при бесконечной частоте (в оптическом диапазоне). Выражения вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости имеют вид

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (1.5)$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}. \quad (1.6)$$

Из (1.5), (1.6) нетрудно получить выражение для тангенса угла диэлектрических потерь

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{\varepsilon_s + \varepsilon_\infty\omega^2\tau^2}. \quad (1.7)$$

В диапазоне оптических частот, справедливо соотношение $\varepsilon_\infty = n^2$, где n -показатель преломления.

Влияние температуры и строения диэлектриков на поведения вещества проявляется через параметр τ – молекулярное время релаксации. Зависимости (1.5), (1.6), (1.7) приведены на рис. 1.4. В области релаксации ε' падает с ростом частоты.

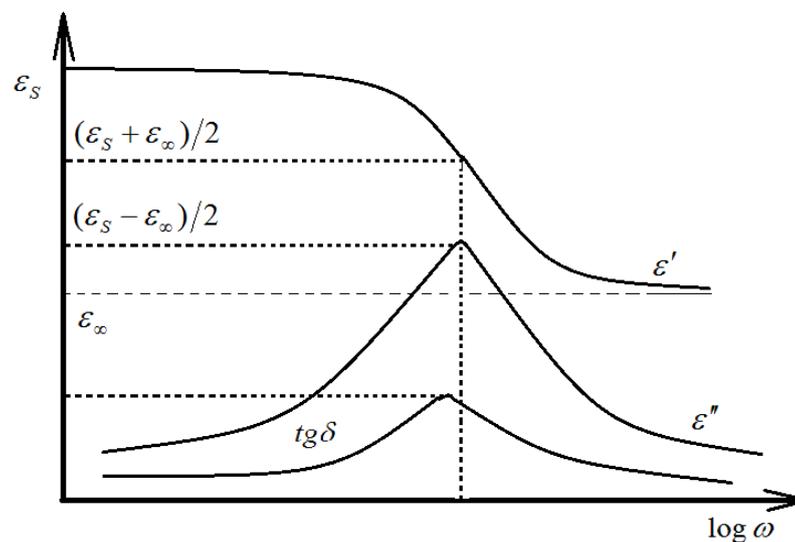


Рис. 1.4 -Зависимости диэлектрических параметров от частоты

Если измеряется ε' как функции температуры на постоянной частоте в области релаксации, то ε' быстро уменьшается с температурой. Изменение ε' с частотой называется дисперсией диэлектрика, а изменение ε'' с частотой проявляется как изменение поглощения в материале. В работе [5] получены следующие выводы:

-для малых значений $\omega\tau \ll 1$, вещественная часть $\varepsilon' \approx \varepsilon_s$, если $\omega\tau = 0$ (постоянное приложенное напряжение) то $\varepsilon'' = 0$;

- для больших значений $\omega\tau \gg 1$, величина $\varepsilon' \approx \varepsilon_\infty$ и ε'' мало;

-значение ε'' достигает максимума при значении $\omega\tau = 1$, а $\operatorname{tg} \delta = \varepsilon''/\varepsilon'$ максимально при $\omega\tau = \sqrt{\varepsilon_s/\varepsilon_\infty}$.

Полярные диэлектрические материалы во многих случаях имеют больше одного значения времени релаксации и не удовлетворяют формуле Дебая (1.4). При этом

максимальное значение ε'' оказывается меньше предсказанного значения $\varepsilon''_{\max} = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)/2$ и, следовательно, $(\operatorname{tg}\delta)_{\max} = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)/\sqrt{\varepsilon_\infty \varepsilon_s}$ становится меньше. При этих условиях, диаграмма Коул-Коула [7] $\varepsilon''(\varepsilon')$ искажается. В [7] показано, что зависимость $\varepsilon''(\varepsilon')$ сохраняет свой вид полуокружности, центр которой перемещается вниз оси ε' . Для такого случая предложено эмпирическое выражение комплексной диэлектрической постоянной

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau_{c-c})^{1-\alpha}} \quad (1.8)$$

при $0 \leq \alpha \leq 1$ и $\alpha = 0$ для уравнения Дебая, τ_{c-c} – среднее время релаксации. График выражения (1.8) показан на рис. 1.5 где $n=1-\alpha$. Показано, что ε' вблизи частоты релаксации быстрее убывает при релаксации Коул-Коула по сравнению с его убыванием при релаксации Дебая [6,7]. С увеличением α , ε'' при релаксации Коул-Коула оказывается шире и ε''_{\max} становится меньше.

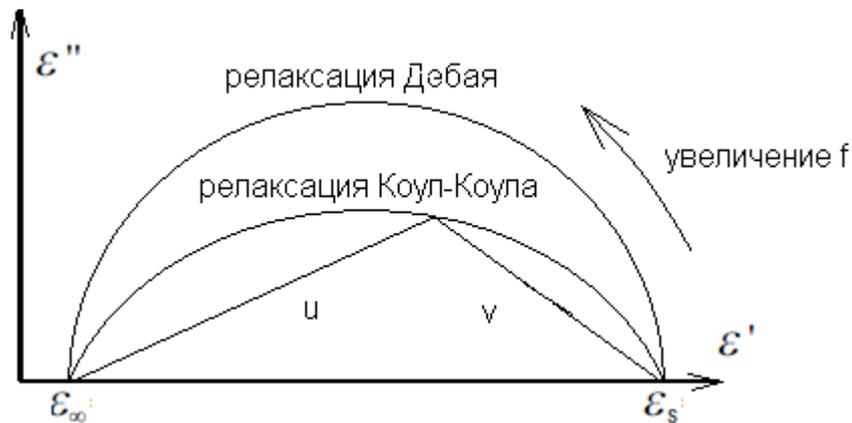


Рис. 1.5. Диаграмма Коул-Коула

Из (1.8) получаются действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости [5]

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \frac{1 + (\omega\tau_{c-c})^n \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right)}{1 + 2(\omega\tau_{c-c})^n \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) + (\omega\tau_{c-c})^{2n}}, \quad (1.9)$$

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \frac{(\omega\tau_{c-c})^n \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right)}{1 + 2(\omega\tau_{c-c})^n \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) + (\omega\tau_{c-c})^{2n}}. \quad (1.10)$$

Сравнение разных моделей релаксации проиллюстрировано на рис. 1.6.

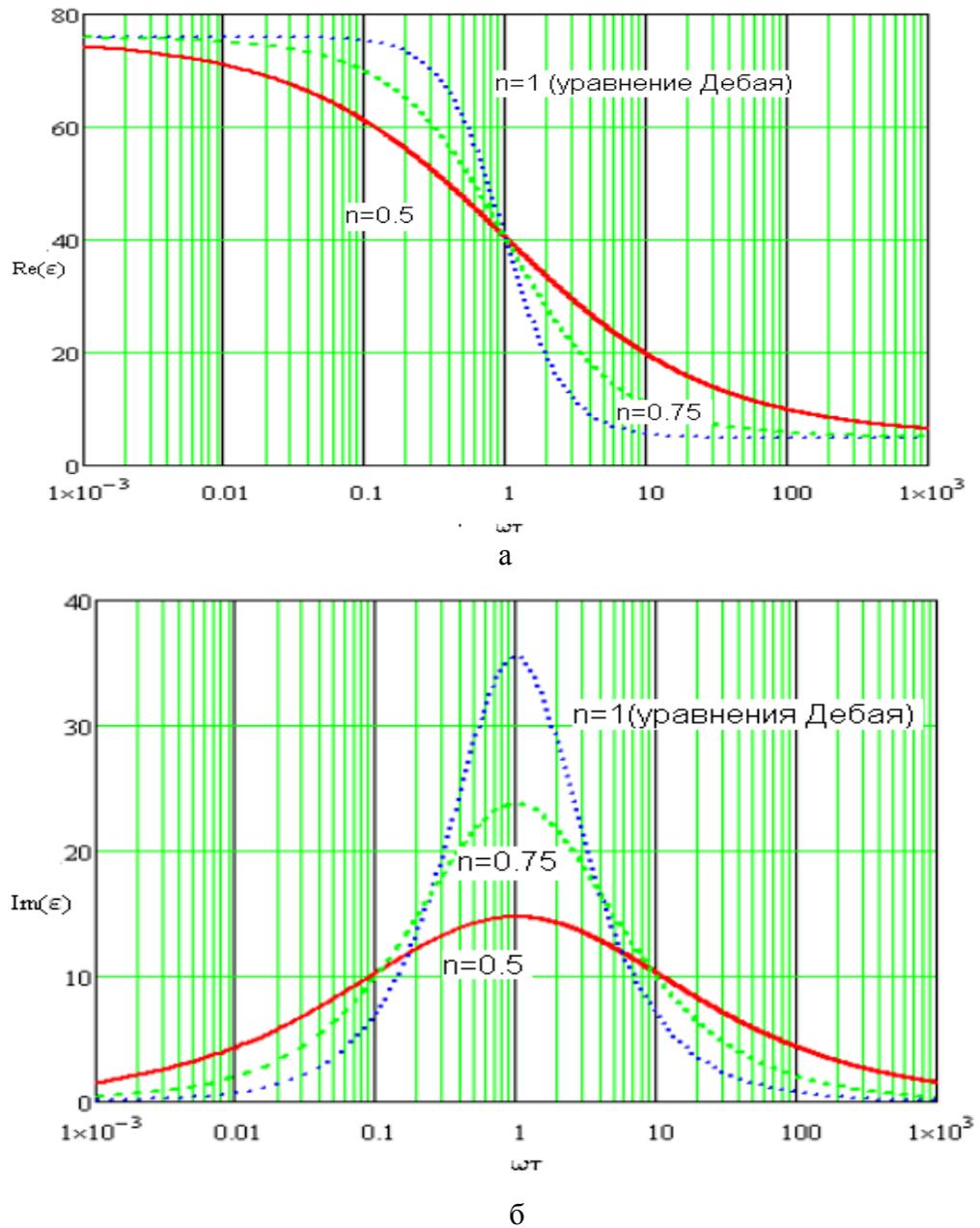


Рис. 1.6. Действительная часть (а) и мнимая часть (б) комплексной диэлектрической проницаемости, соответствующей релаксации Коул-Коула

Для описания упругих резонансных видов поляризации используется модель с гармоническим осциллятором (Лоренца) [8]

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_{\infty} + \frac{(\epsilon_s - \epsilon_{\infty})(1 - \omega^2/\omega_0^2)}{(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + \alpha^2(\omega^2/\omega_0^2)}, \quad (1.11)$$

$$\epsilon''(\omega) = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_{\infty})\alpha(\omega/\omega_0)}{(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + \alpha^2(\omega^2/\omega_0^2)}, \quad (1.12)$$

где ω_0 – собственная (резонансная) частота осциллятора, α – относительное поглощение.

При малом поглощении $\alpha \ll 1$ из (1.11), (1.12) следует

$$\varepsilon'_{\max} = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})}{(2 - \alpha)\alpha} \quad \text{на частоте } \omega = \omega_1 = \omega_0(1 - \alpha/2), \quad (1.13)$$

$$\varepsilon'_{\min} = \varepsilon_{\infty} - \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})}{(2 + \alpha)\alpha} \quad \text{на частоте } \omega = \omega_2 = \omega_0(1 + \alpha/2), \quad (1.14)$$

$$\Delta\varepsilon' = \varepsilon'_{\max} - \varepsilon'_{\min} \approx \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})}{\alpha} = \varepsilon''_{\max}. \quad (1.15)$$

На рис. 1.7 показана частотная зависимость вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости при упругой (резонансной) поляризации. В областях, где крутизна частотной зависимости положительна и $\varepsilon'(\omega)$ увеличивается с частотой, дисперсия называется нормальной. Вблизи резонансной частоты, имеется полоса частот, при которой крутизна линии $\varepsilon'(\omega)$ отрицательна и дисперсия называется аномальной. Нормальная дисперсия возникает во всех диапазонах частот, кроме окрестности резонансных частот. Если аномальная дисперсия имеет место, то мнимая часть $\dot{\varepsilon}$ становится достаточно большой.

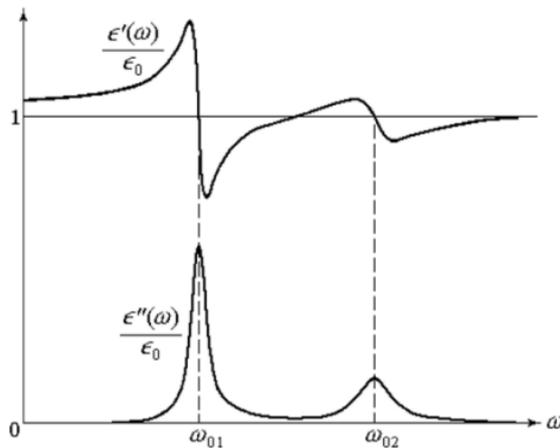


Рис. 1.7. Частотные зависимости $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ упругой поляризации

Положительная мнимая часть $\dot{\varepsilon}$ представляет поглощение энергии электромагнитных волн в среде. Частотный интервал, в котором $\varepsilon''(\omega) > 0$, называется областью резонансного поглощения и среда считается пассивной. Если $\varepsilon''(\omega) < 0$, что имеет место в мазерах и лазерах, то возникает усиление электромагнитных волн средой. Среда с $\varepsilon''(\omega) < 0$ называется активной.

На частотах, выше каждого процесса релаксации, диэлектрическая постоянная становится меньше и меньше, потому что вклад этого механизма в поляризацию исключается. В оптическом диапазоне частот диэлектрическая постоянная рассчитывается как $\varepsilon_\infty = n^2$. Во всем диапазоне частот дисперсия ε' всегда сопровождается поглощением (рис. 1.8) на частотах релаксаций. Поглощение и падение ε' с частотой (дисперсия) наиболее заметны при поверхностной поляризации и малы при электронной упругой поляризации. В диапазоне КВЧ на частотах $10^{11} \div 10^{12}$ Гц могут наблюдаться "хвосты" областей дисперсии и поглощения ориентационной и ионной поляризаций.

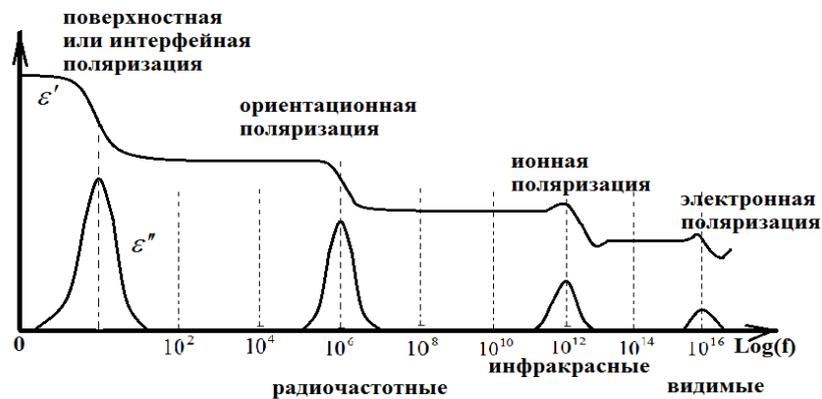


Рис. 1.8. Зависимости $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ от низких частот до оптического диапазона [5]

Таким образом, частотные зависимости вещественной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ являются взаимообусловленными. Причинная связь между электрическим полем и поляризацией среды выражается свойствами комплексной диэлектрической проницаемости как аналитической функции [9]. Наиболее общие соотношения между вещественной с мнимой частью комплексной диэлектрической проницаемости известны как соотношения Крамерса-Кронига. Эти соотношения выведены в первый раз Крамерсом и Кронигом независимо [10, 11]

$$\varepsilon'(\omega) - \varepsilon_\infty = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{x \varepsilon''(x)}{x^2 - \omega^2} dx, \quad \varepsilon''(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} \int_0^\infty \frac{\varepsilon' - \varepsilon_\infty}{x^2 - \omega^2} dx. \quad (1.16)$$

Выражения (1.16) предполагают, что при $\omega = \infty$ величины $\varepsilon' = \varepsilon_\infty$ и $\varepsilon'' = 0$. В работе [12] Даниел В.В. сформулировал условия, при которых соотношения (1.16) применимы: среда однородна, неизменность ее состояния на интервале времени рассмотрения, реакция среды обусловлена только стимулирующим воздействием поля.

Практическое значение соотношений Крамерса-Кронига заключается в том, что по экспериментальным $\varepsilon''(\omega)$ можно рассчитать вещественную часть $\varepsilon'(\omega)$ и наоборот, а также контролировать согласованность экспериментальных данных по $\varepsilon''(\omega)$ и $\varepsilon'(\omega)$.

1.3. Методы исследования свойств диэлектриков в СВЧ диапазоне

Систематическое изложение методов исследования диэлектриков приведено в монографиях [13-16], отечественных и зарубежных обзорах [17-19], а также в стандартах [20,21]. На рис. 1.9 показана таблица методов исследования диэлектрических материалов на частотах от нескольких герц до оптического диапазона [18].

Методы		Диапазон частот													
Квазистатистические методы измерения	Мостовые методы	1													
		2													
Динамические методы измерения	Резонансные методы	3													
		4													
Управляемые волны	Резонансные волноводные методы	5													
		6													
Свободные волны	Оптические методы	7													
		8													
		9													
		10													
		11													
		12													
		13													
		14													
Примечание:		1 Гц	10 Гц	100 Гц	1кГц	10кГц	100кГц	1МГц	10МГц	100МГц	1ГГц	10ГГц	100ГГц	1ТГц	10 ТГц
1-	Мост Гарриса														
2-	Мосты Шеринга														
3-	Трансформаторные мосты														
4-	Метод вариации реактивной проводимости														
5-	Метод куметра														
6-	Метод проходных объемных резонаторов														
7-	Метод объемных резонаторов														
8-	Методы коаксиальных резонаторов														
9-	Квазиоптические резонаторные методы														
10-	Методы измерительных линий														
11-	Методы коаксиальных линий														
12-	Мостовые СВЧ-методы														
13-	Методы квазиоптических полых волноводов														
14-	Оптические методы														

Рис. 1.9. Методы исследования свойств диэлектриков в различных диапазонах

Диэлектрические измерения в СВЧ диапазоне включают измерения величин, характеризующих свойства диэлектриков в электромагнитном поле. Свойства волн СВЧ диапазона, в частности, миллиметровых (ММ) и субмиллиметровых (СБМ), отличаются от других смежных участков спектра [22-30]. В СВЧ - диапазоне, геометрические размеры устройств, например, антенн, волноводов соизмеримы с длиной волны, в СБМ – диапазоне, эти размеры даже во много раз превышают длину волны. Поэтому волны в диапазоне СВЧ обладают квазиоптическими свойствами, по характеру распространения приближаются к световым волнам. По сравнению с более низкочастотными диапазонами, в СВЧ- диапазоне можно разместить значительно большее число каналов связи. Рост требований к скорости

обмена информацией, развитие технологии и внедрение новой техники в этом диапазоне тоже требуют более точных знаний о свойствах применяемых материалов и веществ. Многие элементы и устройства используют диэлектрики как среду для передачи электромагнитных волн, формирования и преобразования полей необходимой конфигурации благодаря свойствам диэлектрических материалов, отличным от свойств металлов. Поэтому исследование диэлектрических свойств материалов в коротковолновой части миллиметрового диапазона оказывается необходимым для успешного применения диэлектриков.

При исследовании немагнитных материалов ($\mu = 1$) в диапазоне КВЧ иногда используется оптическая характеристика – комплексный показатель преломления \hat{n} . В этом случае $\hat{\varepsilon} = (\hat{n})^2$ и $\varepsilon' = n^2 - \chi^2$, $\varepsilon'' = 2n\chi$, где χ – коэффициент поглощения. В анизотропных материалах измеряются компоненты тензора комплексного коэффициента преломления $\hat{n}_{ij} = n_{ij} - i\chi_{ij}$, ($i, j = 1, 2, 3$) или компоненты тензоров комплексных диэлектрической $\hat{\varepsilon}_{ij} = \varepsilon'_{ij} - i\varepsilon''_{ij}$ и магнитной $\hat{\mu}_{ij} = \mu'_{ij} - i\mu''_{ij}$ проницаемостей. В зависимости от рабочих частот и свойств применяемых материалов в разных диапазонах применяются различные методы исследования.

В широком диапазоне длин волн от нескольких метров до сантиметра применяются методы измерения на основе коаксиальных линий и волноводов [14, 31]. При лабораторных исследованиях использование коаксиальных линии удобно и доступно и дает возможность термостатирования образцов с малым количеством исследуемого материала. На измерительные системы с коаксиальными линиями могут быть перенесены волноводные методы. Большинство волноводных методов основано на измерение импеданса волноводной системы с исследуемым образцом. Метод с полным заполнением сечения волновода заключается в исследовании изменения картины стоячих волн в зависимости от свойств исследуемого образца диэлектрика. Проницаемость находится решением комплексного трансцендентного уравнения, к которому приводят условия на границе раздела сред. Для образцов в виде стержня используется волновод, в котором стержень располагается перпендикулярно к широкой стенке волновода и измеряется импеданс образца в измерительной линии.

Рассмотренные методы находят широкое применение в сантиметровом диапазоне длин волн и с большим трудом применимы к длинноволновой области миллиметрового диапазона, в которой располагается область дисперсии многих веществ. В миллиметровом диапазоне на частотах от 30 до 300 ГГц и более при исследовании диэлектрических свойств материалов

применяются методы свободного пространства и резонансные методы. Резонансные методы широко используются в исследовании свойств диэлектриков в СВЧ – диапазоне благодаря их высокой чувствительности и точности [32 – 36].

Измерения относительной диэлектрической проницаемости ε и тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$ в резонансных методах сводятся к частотным измерениям. Ограниченность резонансных методов проявляется при измерениях материалов с повышенными диэлектрическими потерями. Это ограничение может быть снято слабым включением образца в поле резонатора. Очень малые диэлектрические потери нерезонансными методами измеряются значительно сложнее, чем резонансными. В резонансных методах очень важным является так называемый "коэффициент заполнения" резонатора по электрическому полю K_{1E} [14, 30]. Он равен отношению электрической энергии W_{1E} в объеме V_1 измеряемого диэлектрического образца к полному запасу энергии резонатора $K_{1E} = W_{1E}/W_{\Sigma}$, где $W_{\Sigma} = W_{1E} + W_{2E} = W_{1H} + W_{2H}$, $W_{iE,H}$ – энергия электрического (E) или магнитного (H) поля в образце ($i = 1$) или в "пустой" части резонатора ($i = 2$). Коэффициенты заполнения по электрическому и магнитному полю в измерительных резонаторах в общем случае не совпадают: $K_{1E} \neq K_{1H} = W_{1H}/W_{\Sigma}$. Различие K_{1E} и K_{1H} наиболее выражено при измерениях в квазистационарных резонаторах. Чувствительность резонансной частоты ω к диэлектрической проницаемости образца ε_1 связана с K_{1E} [17,30,37].

$$K_{1E} = -2 \frac{\varepsilon_1}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial \varepsilon_1} \quad (1.17)$$

Выражение (1.17) позволяет находить K_{1E} без вычисления энергии, а путем дифференцирования зависимости резонансной частоты $\omega(\varepsilon_1)$ по модели измерительного резонатора с образцом. Выражение (1.17) справедливо для произвольного числа N диэлектрических включений (слоев) в резонаторе:

$$K_{iE} = -2 \frac{\varepsilon_i}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial \varepsilon_i}, \quad \sum_{i=1}^N K_{iE} = 1. \quad (1.18)$$

В осесимметричных резонаторах в виде тела вращения с одноосным анизотропным диэлектрическим образцом имеет место [17,30]

$$K_{1E} = K_{1E\parallel} + K_{1E\perp}, \quad K_{1E\parallel} = -2 \frac{\varepsilon_{1\parallel}}{\omega} \left(\frac{\partial \omega}{\partial \varepsilon_{1\parallel}} \right), \quad K_{1E\perp} = -2 \frac{\varepsilon_{1\perp}}{\omega} \left(\frac{\partial \omega}{\partial \varepsilon_{1\perp}} \right), \quad (1.19)$$

где ε_{\parallel} , ε_{\perp} – компоненты тензора диэлектрической проницаемости исследуемого одноосного анизотропного образца в направлении оптической (геометрической) оси и в поперечной плоскости.

Обычным приближением в резонансных методах измерений является аддитивность вкладов различных потерь энергии. В открытых резонаторах наряду с омическими и диэлектрическими потерями существуют потери на излучение $P_{rad}/\omega'W_{\Sigma} = Q_{rad}^{-1}$ и

$$\frac{1}{Q_{0\varepsilon}} = \frac{1}{Q_R} + \frac{1}{Q_{\delta}} + \frac{1}{Q_{rad}}, \quad (1.20)$$

где $Q_{0\varepsilon}$ – собственная добротность резонатора с образцом, $Q_{\delta}^{-1} = P_{\delta}/\omega'W_{\Sigma} = K_{1E} \operatorname{tg} \delta$ – относительные диэлектрические потери, Q_R^{-1} – относительные омические потери. В случае одноосного анизотропного образца с осевой симметрией $Q_{\delta}^{-1} = Q_{\delta\parallel}^{-1} + Q_{\delta\perp}^{-1}$, где $Q_{\delta\parallel}^{-1} = K_{1E\parallel} \operatorname{tg} \delta_{\parallel}$, $Q_{\delta\perp}^{-1} = K_{1E\perp} \operatorname{tg} \delta_{\perp}$, $\operatorname{tg} \delta_{\parallel} = \varepsilon''_{\parallel}/\varepsilon'_{\parallel}$, $\operatorname{tg} \delta_{\perp} = \varepsilon''_{\perp}/\varepsilon'_{\perp}$. Включение резонатора в тракт вносит потери "на связь" и уменьшает измеряемую нагруженную добротность Q_{ε} относительно собственной добротности $Q_{0\varepsilon}$

$$Q_{0\varepsilon} = Q_{\varepsilon}(1 + \beta), \quad \text{где}$$

$\beta = \sum_i^M \beta_i$ – полный коэффициент связи резонатора с СВЧ трактом через M – элементов связи, $\beta_i = P_{\beta i}/P_{\Sigma}$, $P_{\beta i}$ – мощность потерь резонатора на связь через i – тый элемент связи, $P_{\Sigma} = P_R + P_{\delta} + P_{rad}$ – полная мощность всех потерь резонатора, кроме потерь на связь.

Выражение для $\operatorname{tg} \delta$ измеряемого образца в общем виде получится из (1.20)

$$\operatorname{tg} \delta = K_{1E}^{-1} \left(\frac{1}{Q_{0\varepsilon}} - \frac{1}{Q_R} - \frac{1}{Q_{rad}} \right), \quad (1.21)$$

где Q_{rad} – "излучательная" добротность резонатора с измеряемым образцом. "Излучательная" добротность, как правило, трудно поддается измерению. Выходом является расчетная оценка Q_{rad} и обеспечение условий $Q_{rad} \gg Q_R$, $Q_{rad} \gg Q_{\delta}$, т.е. малость излучательных потерь резонатора в сравнении со всеми другими. Тогда

$$\operatorname{tg} \delta = K_{1E}^{-1} \left(\frac{1}{Q_{0\varepsilon}} - \frac{1}{Q_R} \right). \quad (1.22)$$

Как следует из (1.22), величина Q_R^{-1} ограничивает возможность измерения малых $\operatorname{tg} \delta$. "Омическая" добротность Q_R резонатора с образцом не может быть измерена, поскольку

нельзя разделить в резонаторе с образцом омические и диэлектрические потери. Она не равна собственной добротности Q_{00} резонатора без образца, имеющего иное распределение поля. Расчет Q_R резонатора с образцом возможен по поверхностному сопротивлению стенок резонатора R_S или глубине скин-слоя Δ_0 и распределению поля в резонаторе с образцом. Измерение R_S , Δ_0 возможно в "пустом" резонаторе на его резонансной частоте f_0 , совпадающей или не совпадающей с резонансной частотой резонатора с образцом f_ε . В последнем случае пересчет на частоту f_ε проводится обычно по формулам

$$R_S(f_\varepsilon) = R_S(f_0) \sqrt{\frac{f_\varepsilon}{f_0}}, \quad \Delta_0(f_\varepsilon) = \Delta_0(f_0) \sqrt{\frac{f_0}{f_\varepsilon}}, \quad (1.23)$$

следующим из теории нормального скин-эффекта [30]. Отличие "омической" добротности резонатора с образцом Q_R от собственной добротности резонатора без образца Q_{00} , имеющего только омические потери, выражается параметром $\eta = Q_{00}/Q_R$. Тогда (1.23) примет наиболее общий вид

$$\operatorname{tg} \delta = K_{1E}^{-1} \left(\frac{1}{Q_{0\varepsilon}} - \frac{\eta}{Q_{00}} \right). \quad (1.24)$$

В методе открытого диэлектрического резонатора (ОДР) [17, 38 – 43] отсутствуют металлическая оболочка резонатора и омические потери в ней, т.е. $Q_R \rightarrow \infty$, что расширяет возможности измерения малых $\operatorname{tg} \delta$ при условии достаточно высокой "излучательной" добротности.

Задача определения ε и $\operatorname{tg} \delta$ сводится к решению уравнений электромагнитного поля в резонаторе определенной конфигурации и учету влияния на это поле исследуемого образца. В настоящее время эта задача решена для различных форм резонатора: прямоугольного, цилиндрического, коаксиального, объемного, закрытого и открытого резонатора. При резонансном методе измерения исследуемый диэлектрический образец вводится внутрь резонатора либо прижимается к отверстию в стенке резонатора извне, что изменяет резонансную частоту и добротность измерительного резонатора. Внешнее возмущение предъявляет жесткие требования к стабильности генератора при малом изменении резонансной частоты резонатора и неточных квазистатических приближениях [16]. Поэтому чаще используется метод с введением исследуемого диэлектрика в форме стержня, диска, пластины и т.д. внутрь резонатора. Метод возмущения [44] для задачи исследования диэлектрического образца объемом ΔV в резонаторе объемом V с изменением резонансной частоты $\Delta f = f_\varepsilon - f_0 < 0$ при внесении диэлектрика дает

$$\varepsilon = 1 + \left[-\frac{2 \int EE_0^* dV}{\int EE_0^* dV} \right] \frac{\Delta f}{f_0} \approx 1 + \left[-\frac{4W_\Sigma}{\int EE_0^* dV} \right] \frac{\Delta f}{f_0}, \quad (1.25)$$

где ΔV – объем исследуемого диэлектрического образца, ε – диэлектрическая проницаемость образца, E , E_0^* – напряженность электрического поля в возмущенном резонаторе и комплексно-сопряженная напряженность электрического поля невозмущенного резонатора соответственно, W_Σ – полная энергия невозмущенного резонатора.

Твердые образцы в виде подложки (листа) и диска удобно измерять резонансным методом на основе объемного цилиндрического и диэлектрического резонаторов. Открытый диэлектрический резонатор с колебаниями "шепчущей галереи" применяется для измерений параметров диэлектриков в виде диска с небольшой относительной проницаемостью $\varepsilon \approx 2 \div 10$ и малыми потерями $\text{tg} \delta \leq 10^{-4}$ [39], [45]. В дисковом резонаторе, потери резонатора обусловлены двумя причинами - потерями в материале и потерями на излучение.

Для частот примерно до 30 ГГц ($\lambda = 1$ см) используются объёмные резонаторы [17]. Однако на более высоких частотах использование объемного резонатора становится затруднительным из-за их малых размеров и омических потерь в металлических стенках. Если же геометрические размеры объемного резонатора намного больше длине волн, то возбуждается большое число близких по частоте колебаний, резонансы которых перекрываются и резонансные свойства исчезают. В [38] показаны ограничения на использования объемных резонаторов с ростом частоты:

-если длина волна λ уменьшается (при увеличении рабочей частоты), то спектр собственных частот резонатора с характерным размером a сгущается пропорционально отношения $(a/\lambda)^3$;

-при неизменных длине волны λ и характерном размере добротность резонатора падает как функции параметра $\sqrt{\lambda}$;

- зазоры между измеряемым образцом и стенками резонатора увеличивают погрешность измерения диэлектрической проницаемости с возрастающей погрешностью измерения малых размеров исследуемого образца.

Эти причины заставляют искать колебательные системы, которые имели бы более разреженный спектр собственных частот, чем объемные резонаторы. Оказывается, однако, что при удалении части стенок такого объёмного резонатора, т.е. при переходе к "открытому резонатору", почти все его собственные колебания становятся сильно затухающими из-за

большого излучения и лишь малая их часть имеет малое излучение и затухает слабо. В результате спектр собственных колебаний открытого резонатора сильно разреживается. Таким образом, открытые резонаторы имеют гораздо более редкий спектр собственных частот, чем закрытые резонаторы тех же размеров. Открытые резонаторы позволяют также осуществить фокусировку электромагнитных волн и создать в небольшом объеме интенсивное высокочастотное поле. Добротные колебания в открытых системах могут существовать благодаря одному из следующих физических явлений.

а) Отражению от края резонатора. В открытых резонаторах расстояние между плоскими зеркалами и их размер велики по сравнению с длиной волны и колебание формируется в результате отражения волны от открытого конца волновода, образованного зеркалами, при частоте, близкой к критической.

б) Образование каустических поверхностей обуславливает весьма малое радиационное затухание ряда собственных колебаний в открытых резонаторах со сферическими зеркалами. В объеме за каустикой, волновое поле является слабым и быстро убывает по экспоненциальному закону при удалении от каустики [41]. В резонаторе со сферическими зеркалами внешняя каустическая поверхность, образуемая у некоторых колебаний, защищает их от излучения в стороны и приводит к пренебрежимо малым излучательным потерям. В центральной области резонатора вблизи оси сферических зеркал волны почти плоские [46], что подходит для исследования плоскопараллельных образцов.

в) Полное внутреннее отражение проявляется в системах, где оптически более плотная среда окружена средой менее плотной.

Во многих системах мы имеем дело сразу с двумя или даже тремя перечисленным выше явлениями, но одно из них обычно является главным [47].

В работах [48],[49] исследовались открытые предельные резонаторы. В биконическом резонаторе, определенные типы колебания испытывают полное отражение от критических сечений и резонансный объем образуется без металлических торцов. Данные измерений ε' и ε'' с помощью биконического открытого резонатора достаточно хорошо совпадают с результатами, полученными резонансным методом при использовании обычных закрытых резонаторов. В этом варианте возникали ошибки при измерениях диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь. Возмущение поля, проникающего за критические сечения и оказывающего влияние на резонансные частоты резонатора, дает дополнительную погрешность измерения ε' . Дополнительные потери возникают из-за преобразования части энергии рабочего колебания в энергию высших типов колебаний, что увеличивает погрешность измерения ε'' . В [50, 51] свойства резонаторов различных конфигураций были

исследованы экспериментальными и математическими методами. С помощью резонатора с двумя биконическими рупорами [49] измеренные ε' и ε'' для гетинакса, эбонита и органического стекла хорошо совпадают с результатами, полученными другими резонансными методами на основе закрытых резонаторов. Погрешности измерений ε' и ε'' получаются 3 % и 10 % соответственно. Данный тип резонатора теоретически и экспериментально также исследовался в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн в [52].

Наиболее существенный результат впервые был достигнут при переходе к открытым колебательным системам из плоских зеркал [53]. При этом число резонансных частот, приходящихся на участок спектра, пропорционально площади поперечного сечения (в закрытых системах это число пропорционально объему резонатора). Первые открытые резонаторы (ОР) в виде двух плоских параллельных зеркал предложили в 1958 г. А.М. Прохоров [53], а затем Р.Х. Дикке, А.Л. Шавлов и Ч. Таунс. [54]. Если два плоских зеркала расположены на расстоянии друг от друга, то между ними распространяется плоская волна и в результате отражения от каждого зеркала в пространстве между зеркалами образуется стоячая волна. Условие резонанса имеет вид: $L = q\lambda/2$, где q – целое число, соответствующее продольному индексу колебания. Спектр такого резонатора изображается равномерным распределением резонансов с интервалом $c/2L$ (эквидистантный спектр), зависящим только от длины резонатора. Хотя поперечное сечение намного больше длин волн, края зеркал возмущают поле плоской волны и в спектре кроме основных колебания возбуждаются колебания с различными поперечными индексами m и n , определяющими число осцилляций поля и плотности тока на поверхности зеркал. Спектр собственных частот открытого резонатора с плоскими зеркалами приведен на рис. 1.10 [50], [55]. Существенные результаты получены авторами при исследовании типов колебаний и потерь в резонаторе Фабри – Перо [56,57]), в кольцевом резонаторе, в резонаторе типа «плоской крыши», с зеркалом с бортиками [58,59], ОР с круговыми цилиндрическими зеркалами [60].

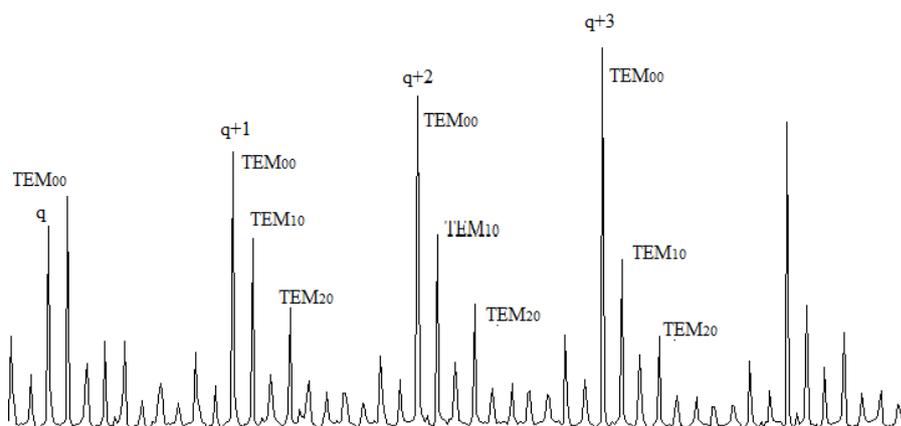


Рис. 1.10. Спектр резонансных частот плоского открытого резонатора

В отличие от данных типов резонаторов, в открытом резонаторе со сферическими зеркалами, лучи многократно отражаются от вогнутых зеркал и не выходят за пределы огибающей каустической поверхности. Ее параметры определяются значениями длины резонатора, длины волны и радиусами кривизны зеркал [61, 62].

Для измерения ε и $\operatorname{tg} \delta$ диэлектрических материалов в диапазоне миллиметровых волн используются иные методы измерений, чем в дециметровом и сантиметровом диапазонах, в том числе методы, подобные оптическим методам [14, 18]. Наиболее распространённым и точным методом измерения диэлектрических параметров в миллиметровом диапазоне является резонансный метод на основе открытого диэлектрического и открытого двухзеркального резонаторов. В колебательной системе на основе открытого двухзеркального резонатора могут возбуждаться и поддерживаться слабозатухающие электромагнитные СВЧ колебания с малым излучением в свободное пространство. Открытый двухзеркальный резонатор состоит из двух вогнутых зеркал, расположенных друг против друга. Чтобы упростить вычисление параметров и выражения для поля используются два идентичных зеркал (с одинаковым радиусом кривизны и апертурой). Исходя из цели использования устройства для исследования свойств и измерения параметров материалов, далее рассматривается только устойчивый двухзеркальный резонатор.

1.4. Измерения в открытом резонаторе со сферическими зеркалами

Теория открытого резонатора со сферическими зеркалами была разработана Кулленом, Ю и Нагентхьирамом [63–65] и Джонсом [66]. В своих работах Куллен и Ю [64] использовали теорию векторного поля, основанную на решении уравнений Максвелла в приближении параболического уравнения. Открытый резонатор (ОР) с двумя вогнутыми зеркалами

обладает высокой добротностью, поэтому резонансный метод исследования диэлектрических потерь на основе двухзеркальных резонаторов используется для измерений тангенса угла потерь слабопоглощающих материалов. Открытый резонатор с высокой добротностью до 10^5 , иногда называемый интерферометром Фабри-Перо [67, 68], можно использовать для исследования и измерения поглощения водяных паров или влажности листовых материалов в СВЧ –диапазоне [69–71].

Поле в резонаторе с вогнутыми зеркалами представляет так называемый гауссов пучок плоских волн [72–79]. Гауссов пучок является важным случаем распространения электромагнитных волн. Поперечное амплитудное распределение напряженности поля в таком пучке имеет вид функции Гаусса. В открытом двухзеркальном резонаторе принимается гауссово распределения поперечных составляющих поля в пространстве между двумя зеркалами. Малое излучение волн в окружающее пространство обеспечивает высокую добротность резонатора. Однако гауссово распределение не является точным решением волнового уравнения, а только его приближением при определенных условиях. Это решение становится достаточно точным при размерах резонатора и ширины пучка, гораздо большей длины волны. По параксиальной аппроксимации [79], все элементарные плоские волны распространяются по одному направлению z вдоль оси резонатора. Для скалярного волнового уравнения

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0,$$

где $k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 n^2$, n – коэффициент преломления среды, возможно решение в виде [24,81]

$$u(x,y,z) = \psi(x, y, z)e^{-jkz}, \quad (1.26)$$

где $\psi(x, y, z)$ – медленно изменяющаяся функция. При условии $|\partial^2 \psi / \partial z^2| \ll |2k(\partial \psi / \partial z)|$ получается упрощенное уравнение:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0. \quad (1.27)$$

Этот уравнение аналогично уравнению Шредингера в квантовой теории и в данной ситуации имеется решение [82, 83]

$$\psi(x,y,z) = (w_0/w) H_m(\sqrt{2}x/w) H_n(\sqrt{2}y/w) \exp(-\rho^2/w^2) \exp[-j(kz - \Phi) - jk\rho^2/2R], \quad (1.28)$$

где m, n – моды волновой функции $u(x,y,z)$. Применение скалярной теории в ОР показывает, что поле между зеркалами поперечное и волновая функция $u(x,y,z)$ представляется декартовыми компонентом поперечного поля (m,n) мод с обозначением как TEM_{mn} – моды. Гауссов пучок имеет аксиальную (продольную) компоненту порядка $(kw_0)^{-1}$ по отношению

к поперечным компонентам и ею можно пренебречь. В выражение (1.28) входят медленно-изменяющиеся функции

$$\begin{aligned}w^2 &= w_0^2(1 + z^2/z_0^2) \\ R &= z(1 + z_0^2/z^2) \\ \Phi &= (m + n + 1)\operatorname{arctg}(z/z_0)\end{aligned}$$

где $z_0 = (1/2)kw_0^2 = \pi(w_0^2/\lambda)$ – характеристический размер резонатора, $\rho^2 = x^2 + y^2$ – радиальное расстояние.

Уравнение (1.27) и решение (1.28) описывают гауссовы пучки, проходящие вдоль оси резонатора. Когда радиальное расстояние ρ превышает шкальный радиус w в несколько раз, гауссов множитель $\exp(-\rho^2/w^2)$ в (1.28) обеспечивает снижение амплитуды поля до пренебрежительно малой. Поверхность плоских волн имеет вид парабола и вблизи оси z , эта поверхность сферическая. Комбинация двух гауссовых пучков, распространяющихся в противоположных направлениях, дает стоячую волну с синфазными поверхностями, сферическими вблизи оси. Распределение интенсивности во всех поперечных сечениях в пространстве между зеркалами аналогично распределению на зеркалах, только радиус пучка изменяется по мере распространения. Радиус волнового фронта гауссова пучка на зеркале совпадает с радиусом кривизны самого зеркала. Условие $u = 0$ удовлетворяется на поверхности вогнутого зеркала при определенной частоте (собственной резонансной частоте резонатора), при которой формируются стоячие волны в пространстве между зеркалами. Шкальный радиус в плоскости симметрии резонатора $z = 0$ вычисляется как $w_0^2 = (\lambda/2\pi)\sqrt{D(2R_0 - D)}$ с использованием условия $u = 0$ на поверхностях зеркал при $z = D/2$. Таким образом, гауссовы пучки полностью определены через радиус пучка, релеевский радиус и размеры пучка в центре резонатора. Угол расходимости θ_0 и параметр сужения пучка связаны с длиной волны по формуле [29]

$$w_0\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi} \quad (1.29)$$

Условие устойчивости колебаний в резонаторе зависит от соотношения его геометрических размеров: длины резонатора и радиус кривизны вогнутых зеркал. Резонатор неустойчив, когда произвольный луч, последовательно отражаясь от каждого из зеркал, удаляется на неограниченно большое расстояние из оси резонатора. Наоборот резонатор, в котором луч остается в пределах ограниченной области, устойчив. В резонаторе, образованном двумя зеркалами, выполнение условий устойчивой локализации

электромагнитных волн в резонаторе возможно только для определенного диапазона значений длин резонатора и радиусов кривизны зеркал. Соотношение радиусов кривизны зеркал R_1 и R_2 с оптической длиной резонатора L для обеспечения устойчивости должно удовлетворять следующему условию

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1. \quad (1.30)$$

Введя обозначения $g_1 = 1 - L/R_1$, $g_2 = 1 - L/R_2$ удобно графически показать области устойчивости в декартовой системе координат g_1, g_2 . Две заштрихованные области, симметричные относительно начала координат на рис. 1.11 отвечают значениям g_1, g_2 , при которых резонатор устойчив.

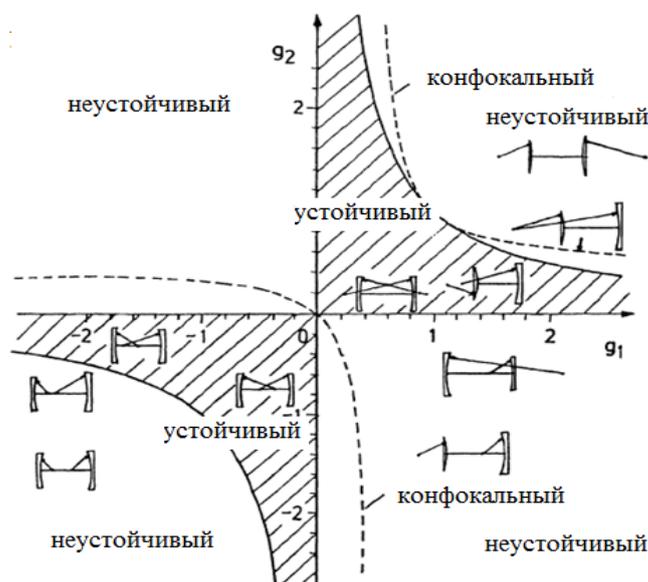


Рис. 1.11. Диаграмма устойчивости открытого резонатора со сферическими зеркалами

Структура электромагнитных полей в открытом двухзеркальном резонаторе при наличии диэлектрических включений была проанализирована в работе [84] с помощью метода радиоструктурного анализа. Наличие возмущающих в пространстве внутри ОР факторов приводит к снятию вырождения и в результате – к уширению резонансной кривой. В [85] показана важность точного измерения добротности резонатора Q с образцом для прецизионного измерения диэлектрических потерь в образце. В описываемой в статье установке показывается возможность измерения Q с погрешностью менее 1 %. При исследовании плоскопараллельного диэлектрического образца [86], точность определения параметров диэлектриков с диаметром более 50 мм была проанализирована с учетом размеров резонатора, толщины образца и параметров окружающей среды. Показана минимальная погрешность ε при толщине образца, равной кратной длине волны. Получены

результаты для фторопласта, полиэтилена высокой плотности с углами потерь $5 \cdot 10^{-5}$ со стандартным отклонением $(1-2) \cdot 10^{-6}$ и стандартным отклонением для проницаемости $\pm 0,1$ %. Обратная задача была рассмотрена в [87, 88], в котором проанализирована точность измерения непараллельного диэлектрического образца. В. Chamber, W. F. P. Chan исследовали открытый резонатор с выпуклыми образцами. Экспериментальные результаты показали, что точности измерения выпуклых образцов не уступают точности измерения плоскопараллельного диэлектрического образца, но изготовление таких образцов требует высокой точности для совпадения поверхности образца с фронтом волны.

Исследованы резонансные системы ОР с неоднородностью в виде плоской дифракционной решетки [89]. Неоднородность в виде плоскопараллельного слоя в ОР играет роль либо фокусирующей (положительной), либо расфокусирующей (отрицательной) линзы в зависимости от ее параметров и расположения в резонаторе. Неоднородность приводит к изменению спектра ОР и возбуждению мод, не существующих в пустом резонаторе. Изучается возможность наблюдения дифракционных потерь в ОР с наличием элемента «неоднородности».

Резонансный метод исследования свойств диэлектриков на основе открытого резонатора развивался также в [90–93] в миллиметровом диапазоне. В своей работе автор использует резонатор с двумя вогнутыми зеркалами. Расстояние между рефлекторами равно либо радиусу зеркал, либо соизмеримо радиусу одного зеркала. Образец имеет возможность свободного перемещения между рефлекторами. Волны возбуждены щелью, которая находится на одном рефлекторе. Конструкция показана на рис. 1.12.

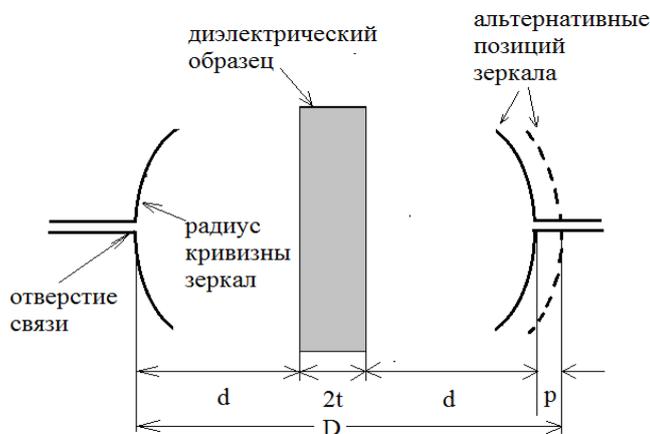


Рис. 1.12. Открытый резонатор с вогнутыми зеркалами

Образец имеет вид подложки (плоскопараллельной пластины) с толщиной кратной длине полуволны, диаметр образца выбран больше диаметра пучка волн в центре резонатора. Диаметр вогнутых зеркал в 2–3 раз больше диаметра пучка, находящегося на поверхности отражателей. Благодаря толщине образца, кратной длине полуволн и «пустому расстоянию резонатора», поверхности образца находятся в минимуме электрического поля. Это устраняет ошибки при определении толщины образца, несовершенство обработки его поверхности (шероховатость) и несовпадение сферической поверхности волны с поверхностью зеркал. Сконструированный резонатор с большим радиусом кривизны (до 10 метров) и диаметром зеркал (1 метр) описан в [94]. Резонансы наблюдаются в широкой полосе частот от 2 до 26 ГГц с добротностью до 10^5 . Эти факты позволяют разработать измерительные установки на основе открытого двухзеркального резонатора в широком диапазоне частот и измерить диэлектрические свойства с высокой точностью при высоком значении добротности.

Для основного колебания TEM_{00q} (q -целое число, $q \gg 1$) резонансные частоты резонатора с расстоянием между сферическими зеркалами $D = 2L$ и симметрично расположенным образцом диэлектрика толщиной $2t$ определяются уравнениями [62–65, 95–104]

$$\operatorname{ctg}\Psi_1 - \sqrt{\varepsilon} \cdot \operatorname{tg}\Psi_2 = 0 \quad (1.31)$$

для колебаний с четной зависимостью напряженности электрического поля $E(z)$ и

$$\operatorname{tg}\Psi_1 + \sqrt{\varepsilon} \cdot \operatorname{tg}\Psi_2 = 0 \quad (1.32)$$

для колебаний с нечетной зависимостью $E(z)$. Здесь:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= k_2 t \sqrt{\varepsilon} - \Phi_t, & \Psi_2 &= k_2 L_t - \Phi_L, \\ \Phi_t &= \operatorname{arctg}\left(\frac{t}{\rho \sqrt{\varepsilon}}\right), & \Phi_L &= \operatorname{arctg}\left\{\frac{1}{\rho} \left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right)\right\} - \operatorname{arctg}\left(\frac{t}{\rho \varepsilon}\right), \\ \rho &= \left\{ \left(L_t + \frac{t}{\varepsilon} \right) \left[R_0 - \left(L_t + \frac{t}{\varepsilon} \right) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, & L_t &= L - t, \quad k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_2} / c, \quad \omega = 2\pi f_\varepsilon, \end{aligned} \quad (1.33)$$

$2L$ – расстояние между сферическими зеркалами резонатора, R_0 – радиус кривизны зеркал, ε_2 – диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей резонатор, f_ε – резонансная частота, $\varepsilon = \varepsilon_1 / \varepsilon_2$ – диэлектрическая проницаемость образца относительно окружающего воздуха, ε_1 – диэлектрическая проницаемость образца относительно вакуума, c – скорость света в вакууме.

Колебаниям с нечетной зависимостью напряженности электрического поля $E(z)$ соответствует "электрическая" стенка в плоскости симметрии резонатора ($E(0) = 0$), где z – координата вдоль оси резонатора с началом в плоскости симметрии. Колебаниям с четной функцией $E(z)$ соответствует "магнитная" стенка в плоскости симметрии резонатора ($|E(0)| = E_{\max}$). Далее мы будем называть колебания четными и нечетными по четности (нечетности) функции $E(z)$ относительно плоскости симметрии резонатора $z = 0$ и обозначать соответственно индексами c, s .

Предельный переход $\varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2 \rightarrow 1$, $t \rightarrow 0$ приводит (1.31), (1.32) к уравнению для спектра резонансных частот основного колебания TEM_{00q} пустого резонатора

$$f_0 = \frac{c}{4L\sqrt{\varepsilon_2}} \left[q + \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{L}{R_0 - L}} \right] \quad (1.34)$$

из которого могут быть найдены параметры резонатора $2L, R_0$. Теория резонатора [А. L. Cullen] построена в приближении параболического уравнения, поэтому $2L, R_0$ являются некоторыми эффективными параметрами.

Общая формула для тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ через собственные добротности резонатора с образцом $Q_{0\varepsilon}$ и пустого резонатора Q_{00} имеет вид (1.25). Приведение формул для $\operatorname{tg} \delta$ из [62] к виду (1.25) дает

$$\eta = \frac{L(\Delta_{c,s} + 1)}{2(t\Delta_{c,s} + L_t)}, \quad (1.35)$$

где $\Delta_c = \varepsilon \cdot [\varepsilon \sin^2 \Psi_1 + \cos^2 \Psi_1]^{-1}$ для колебаний с четной зависимостью $E(z)$ и $\Delta_s = \varepsilon \cdot [\varepsilon \cos^2 \Psi_1 + \sin^2 \Psi_1]^{-1}$ при нечетной зависимости $E(z)$. Для K_{1E} из работ [105] получается выражение

$$K_{1E} = \frac{[\Delta_{c,s} t \pm (\Delta_{c,s}/2k_2 \sqrt{\varepsilon}) \sin \Psi_1]}{(t\Delta_{c,s} + L_t)}, \quad (1.36)$$

где верхний знак (+) берется для четных колебаний (c), нижний (–) для нечетных (s). Отметим, что измерение $\operatorname{tg} \delta$ с расчетом η, K_{1E} по соотношениям (1.35), (1.36) для нечетных колебаний показало большое расхождение с результатами измерения на четных колебаниях.

Теория резонатора с образцом [96–105] построена в предположении совпадения сферического волнового фронта с поверхностями образца. В обычно используемых для измерений образцах с плоскопараллельными гранями такого совпадения нет. В работах [62],

[99] предложены поправки на относительный сдвиг резонансной частоты или к толщине образца, учитывающие это отличие методом возмущения

$$\delta f_{\varepsilon} = -\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon^2} \frac{t\Delta_{c,s}}{2k_2\rho_0(t\Delta_{c,s} + L_t)} \left[\frac{\cos^2 \Psi_{1c}}{\sin^2 \Psi_{1s}} \right], \quad \delta t = \frac{w(t)^2}{4R(t) \cdot t}, \quad (1.37)$$

где $\rho_0 = \sqrt{L(R_0 - L)}$, $w(t)^2 = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{t}{\rho_0} \right)^2 \right]$, $w_0^2 = \frac{2\rho_0}{k_2}$, $R(t) = t \left[1 + \left(\frac{\rho_0}{t} \right)^2 \right]$.

Следует ожидать, что для колебаний с максимумом электрического поля на поверхностях образца влияние отличия сферического волнового фронта от плоской поверхности образца должно быть больше, чем для колебаний с минимумом электрического поля на границах.

Как показано в работах [62–66] и [89–92], результаты измерения в открытом двухзеркальном резонаторе оказываются успешными с точки зрения экспериментального выполнения. Образцы были поставлены в середине расстояния между зеркалами, измеренные резонансные частоты остаются либо постоянными для пустого и нагруженного образцом резонатора, когда одно из зеркал перемещается, либо исследуются изменением резонансных частот после ввода диэлектрического образца. В первой ситуации, обеспечивается стабилизация измеренных частот, хотя бы конструкция поля изменяется с расширением или уменьшением объема резонатора; в процессе перемещения зеркала не должны быть перекосы. Во второй ситуации, с определенными размерами резонатора [89–91], только определенные образцы, толщина которых кратна длине полуволны, приходится к измерению. Это неудобно для процесса исследования и измерения какой-то группы образцов. С возможностью исследования на широкополосном спектре и необходимость исследования ряда образцов произвольно толщиной, приходится построить модель центрирования и перемещения образца вблизи центра резонатора и исчислять влияние параметров резонатора на точности измерения диэлектрических образцов.

1.5. Выводы

Проведенный аналитический обзор позволяет сделать следующие выводы.

1. Наиболее точным методом измерения свойств слабопоглощающих диэлектриков в КВЧ диапазоне является метод двухзеркального открытого резонатора со сферическими зеркалами. Метод открытого диэлектрического резонатора с колебаниями «шепчущей галереи» может быть применен в нижней части диапазона КВЧ для точного измерения диэлектрических потерь.

2. Теория метода открытого двухзеркального резонатора разработана для немагнитных диэлектрических материалов. Для измерения относительной магнитной проницаемости необходима модификация теории и вывод выражений для коэффициента заполнения резонатора исследуемым образцом по магнитному полю и вывод выражения для коэффициента изменения омических потерь в случае магнитодиэлектрического образца. Теория резонатора построена для расположения исследуемого образца в плоскости симметрии резонатора, что сложно обеспечить на практике.

3. Экспериментальные установки в КВЧ диапазоне реализуются на основе ламп обратной волны с системой фазовой синхронизации для повышения стабильности частоты или на основе дорогостоящих КВЧ- анализаторов цепей. Представляет практический интерес реализация установок КВЧ диапазона на основе существенно более доступных цифровых анализаторов цепей сантиметрового диапазона с цепочкой усиления и умножения сигнала по частоте.

4. Свойства многих диэлектрических материалов в КВЧ диапазоне слабо изучены. В КВЧ диапазоне отсутствует достоверная оценка величины частотной дисперсии широко используемых в диапазоне СВЧ в качестве эталонных диэлектриков: кварца, фторопласта, полиэтилена, поликора и ряда керамик с повышенным значением проницаемости. Магнитные свойства СВЧ –ферритов практически не изучались в этом диапазоне частот.

5. Существующий анализ точности измерений в открытом двухзеркальном резонаторе проведен в приближении плоской волны и не учитывает зависимость фазовых поправок на сферический фронт волны от параметров исследуемого образца и резонатора.

В связи с этим в данной работе поставлены следующие задачи

- построение моделей двухзеркального резонатора для магнитодиэлектрического образца и образца, смещенного от плоскости симметрии резонатора и их исследование;

-разработка и экспериментальная реализация установок для исследования диэлектрических свойств материалов в диапазонах частот 78 –118 ГГц и 118 –178 ГГц, исследование их характеристик и оценка влияния особенностей реальной конструкции на характеристики установок и результаты исследования;

-экспериментальное исследование диэлектрических параметров ряда материалов в диапазоне частот 78 –178 ГГц и сопоставление результатов с данными на более низких частотах с целью оценки частотной дисперсии, оценка возможностей измерения магнитной проницаемости ряда СВЧ ферритов;

-анализ неопределенности (погрешности) экспериментальных результатов с учетом всех наиболее значимых источников погрешности с учетом зависимости фазовых поправок на сферичность волнового фронта.

2 РАЗВИТИЕ МЕТОДА ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА

2.1 Резонатор с симметрично расположенным магнитоэлектриком

Теория двухзеркального открытого резонатора [17], [57] и [62] построена для плоскопараллельного образца с диэлектрической проницаемостью ε при $\mu=1$. Освоение диапазона КВЧ невозможно без создания устройств этого диапазона с управляемыми характеристиками по частоте, фазе, затуханию и другим параметрам электромагнитных волн. Возможной средой распространения волн для таких устройств являются ферриты, широко применяемые в диапазоне СВЧ. В последнее время появились публикации об исследовании свойств ферритов в КВЧ диапазоне [106 – 108]. Представляется важным обобщить метод измерения в открытом резонаторе на случай магнитоэлектрика с $\mu \neq 1$. Рассмотрим поле в резонаторе с симметрично расположенным магнитоэлектрическим образцом, следуя [17]. Решение задачи о колебаниях в открытом двухзеркальном резонаторе со сферическими зеркалами и симметрично расположенным плоскопараллельным магнитоэлектрическим образцом будет аналогичным [62]. Симметрия относительно средней плоскости позволяет рассматривать поле только в половине резонатора. Для основного колебания TEM_{00q} в области, занятой магнитоэлектриком (рис.2.1), при $0 \leq z \leq t$ поле будет

$$E_{x1} = \left(\frac{w_{01}}{w_1} \right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_1^2} \right) \cdot \begin{bmatrix} \cos\left(k_2 \sqrt{\varepsilon\mu} \cdot z - \Phi_1 + k_2 \sqrt{\varepsilon\mu} \frac{\rho^2}{2R_1} \right) \\ \sin\left(k_2 \sqrt{\varepsilon\mu} \cdot z - \Phi_1 + k_2 \sqrt{\varepsilon\mu} \frac{\rho^2}{2R_1} \right) \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

$$H_{y1} = j \frac{1}{Z_2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \left(\frac{w_{01}}{w_1} \right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_1^2} \right) \cdot \begin{bmatrix} \sin\left(k_2 \sqrt{\varepsilon\mu} \cdot z - \Phi_1 + k_2 \sqrt{\varepsilon\mu} \frac{\rho^2}{2R_1} \right) \\ -\cos\left(k_2 \sqrt{\varepsilon\mu} \cdot z - \Phi_1 + k_2 \sqrt{\varepsilon\mu} \frac{\rho^2}{2R_1} \right) \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

где $w_1^2 = w_{01}^2 (1 + z^2/z_{01}^2)$, $R = z(1 + z_{01}^2/z^2)$, $\Phi_1 = \arctg(z/z_{01})$, $z_{01} = k_2 w_{01}^2 \sqrt{\varepsilon\mu}/2$, $\varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2$, $\mu = \mu_1/\mu_2$, ε_i, μ_i - относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости образца ($i=1$) и среды в резонаторе ($i=2$), $Z_2 = \sqrt{\mu_0 \mu_2 / \varepsilon_0 \varepsilon_2} = 120\pi \sqrt{\mu_2 / \varepsilon_2}$ - характеристическое сопротивление среды в резонаторе, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ - расстояние от оси резонатора, x, y - декартовы координаты в плоскости поперечного сечения резонатора. Верхние строки берутся для четных колебаний, нижние для нечетных. В области между образцом и сферическим зеркалом при $t \leq z \leq L$ поле основного колебания будет

$$E_{x2} = A \left(\frac{w_{02}}{w_2} \right) \exp \left(-\frac{\rho^2}{w_2^2} \right) \cdot \sin \left[k_2(z-L) - \Phi_2(z) + \Phi_2(L) + k_2 \frac{\rho^2}{2R_2} \right], \quad (2.3)$$

$$H_{y2} = jA \frac{1}{Z_0} \left(\frac{w_{02}}{w_2} \right) \exp \left(-\frac{\rho^2}{w_2^2} \right) \cdot \cos \left[k_2(z-L) - \Phi_2(z) + \Phi_2(L) + k_2 \frac{\rho^2}{2R_2} \right], \quad (2.4)$$

где $w_2^2 = w_{02}^2 \left[1 + (z - z_2)^2 / z_{02}^2 \right]$, $z_{02} = k_2 w_{02}^2 / 2$, $R = (z - z_2) \left[1 + z_{02}^2 / (z - z_2)^2 \right]$,

$\Phi_2 = \arctg[(z - z_2) / z_{02}]$, A - амплитуда поля в пустой части резонатора относительно амплитуды поля в образце. Граничные условия при $z = t$ на оси резонатора ($\rho = 0$) для основного колебания TEM_{00q} приводят к уравнениям

$$Z \cdot \text{ctg} \Psi_1 - \text{tg} \Psi_2 = 0 \quad (2.5)$$

для колебаний с четной зависимостью $E(z)$ (четных колебаний) и

$$Z \cdot \text{tg} \Psi_1 + \text{tg} \Psi_2 = 0 \quad (2.6)$$

для колебаний с нечетной функцией $E(z)$ (нечетных) относительно плоскости $z = 0$.

Здесь $\Psi_1 = k_2 t \cdot n - \Phi_t$, $\Psi_2 = k_2 L_t - \Phi_L$, $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$

$$\Phi_t = \arctg \left(\frac{t}{k_2 w_0^2 n} \right), \quad \Phi_L = \arctg \left\{ \frac{2}{k_2 w_0^2} \left(L_t + \frac{t}{n^2} \right) \right\} - \arctg \left(\frac{t}{k_2 w_0^2 n^2} \right), \quad (2.7)$$

$$k_2 w_0^2 = 2 \left\{ \left(L_t + \frac{t}{n^2} \right) \left[R_0 - \left(L_t + \frac{t}{n^2} \right) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad L_t = L - t, \quad k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_2 \mu_2}, \quad \omega = 2\pi f_\varepsilon, \quad n = \sqrt{\varepsilon \mu},$$

где $2L$ - расстояние между сферическими зеркалами резонатора с образцом, R_0 - радиус кривизны зеркал, ε_2, μ_2 - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей резонатор (для воздуха $\mu_2 = 1$), f_ε - резонансная частота.

Колебаниям с нечетной зависимостью напряженности электрического поля $E_{1x}(z)$ соответствует "электрическая" стенка в плоскости симметрии резонатора ($E_{1x}(0) = 0$, $|H_{1y}(0)| = H_{1y \max}$), где z - координата вдоль оси резонатора с началом в плоскости симметрии. Колебаниям с четной функцией $E_{1x}(z)$ соответствует "магнитная" стенка в плоскости симметрии резонатора ($|E_{1x}(0)| = E_{1x \max}$, $H_{1y}(0) = 0$). Далее мы будем называть колебания четными и нечетными по четности (нечетности) функции $E_{1x}(z)$ относительно плоскости симметрии резонатора $z = 0$ и обозначать соответственно индексами c, s .

При толщине образца, кратной целому числу полуволен $2\Psi_1 = p\pi$ уравнения (2.5), (2.6) распадаются на

$$\operatorname{ctg}\Psi_1 = 0, \quad \operatorname{tg}\Psi_2 = 0 \quad (2.8)$$

для четных колебаний с нечетным $p = 1, 3, \dots$ и на

$$\operatorname{tg}\Psi_1 = 0, \quad \operatorname{tg}\Psi_2 = 0 \quad (2.9)$$

для нечетных колебаний с четным $p = 2, 4, \dots$. В пустых частях резонатора с каждой стороны от образца при этом также укладывается целое число q полуволен $\Psi_2 = q\pi$, $q \gg 1$.

Предельный переход $\varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2 \rightarrow 1$, $\mu = \mu_1/\mu_2 \rightarrow 1$, $t \rightarrow 0$ приводит (2.5), (2.6) к уравнению для спектра резонансных частот основного колебания TEM_{00q} пустого резонатора

$$f_0 = \frac{c}{4L\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}} \left[q + \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{L}{R_0 - L}} \right] \quad (2.10)$$

из которого могут быть найдены параметры резонатора $2L$, R_0 . Теория резонатора [A.L. Cullen] построена в приближении параболического уравнения, поэтому $2L$, R_0 являются некоторыми эффективными параметрами.

На рис. 2.1, 2.2 приведены распределения компонент поля стоячей волны в немагнитных диэлектрических образцах и вблизи них для четных и нечетных колебаний. Видно, что при толщине образца, кратной длине полуволны в нем, амплитуды напряженности магнитного поля в образце и пустой части резонатора равны между собой при минимуме (узле стоячей волны) электрического поля и максимуме (пучности) магнитного поля на границе раздела (рис.2.1а), как это и следует из граничных условий. Амплитуда напряженности электрического поля в образце этом случае меньше в $\sqrt{\varepsilon}$ раз амплитуды напряженности электрического поля в пустой части резонатора. Это происходит у четных колебаний (с) при нечетном числе полуволен $p = 1, 3, 5, \dots$ на толщине образца и у нечетных колебаний (s) при четном числе полуволен $p = 2, 4, 6, \dots$ на толщине образца (рис.2.1а, 2.2а).

При толщине образца, кратной длине полуволны в нем, амплитуды напряженности электрического поля в образце и пустой части резонатора равны между собой при максимуме (пучности стоячей волны) электрического поля и минимуме (узле) магнитного поля на границе раздела (рис.2.2б), как это и следует из граничных условий. Амплитуда напряженности магнитного поля в образце этом случае больше в $\sqrt{\varepsilon}$ раз амплитуды

напряженности магнитного поля в пустой части резонатора. Это происходит у четных колебаний (c) при нечетном числе полувольт $p = 1,3,5\dots$ на толщине образца (рис.2.2б) и у нечетных колебаний (s) при четном числе полувольт $p = 2,4,6\dots$ на толщине образца (рис.2.1б, 2.2б).

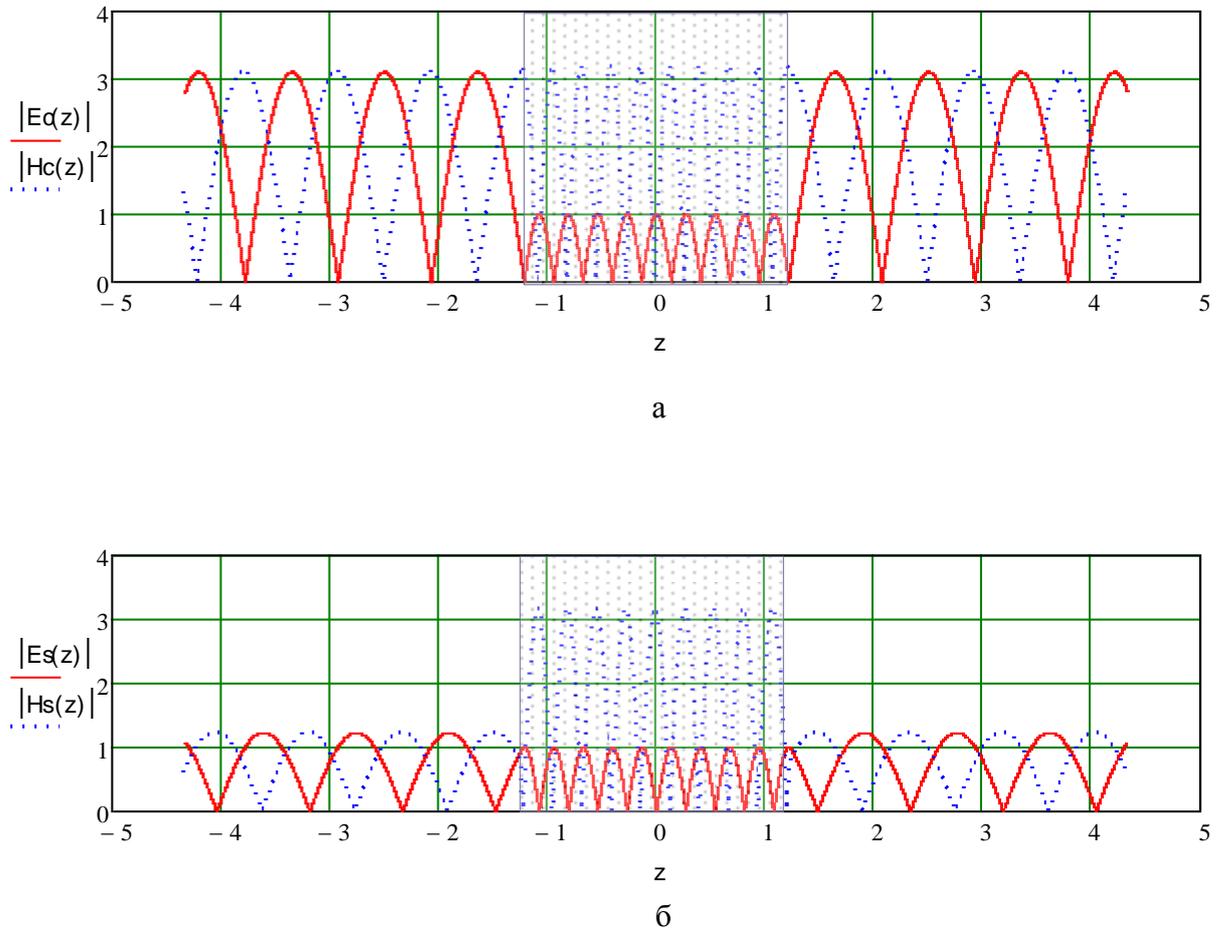
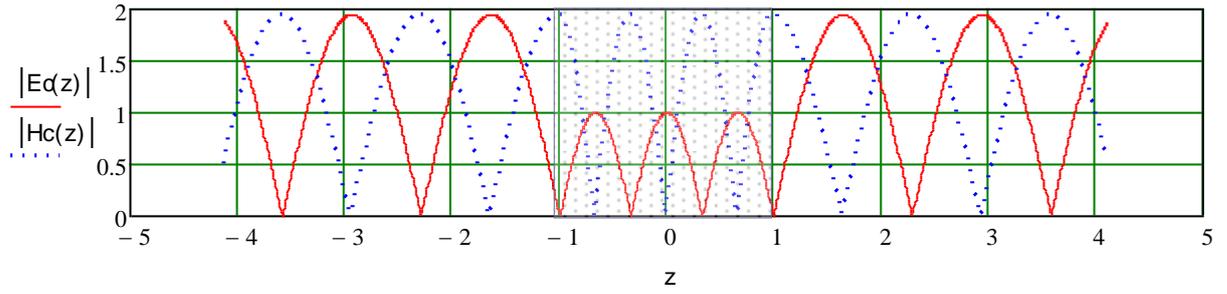
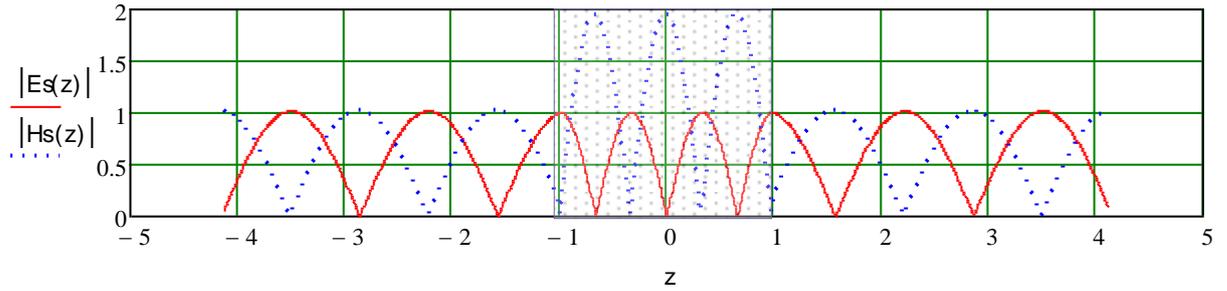


Рис. 2.1. Распределение поля стоячей волны в образце керамики ВК-100 $\varepsilon = 10,04$ толщиной $2t = 2,468$ мм и вблизи него для четного (а) и нечетного (б) колебаний резонатора на частотах 175,213 ГГц и 175,593 ГГц соответственно (z в мм, число полувольт в образце $p_c = 9,02$; $p_s = 9,078$)

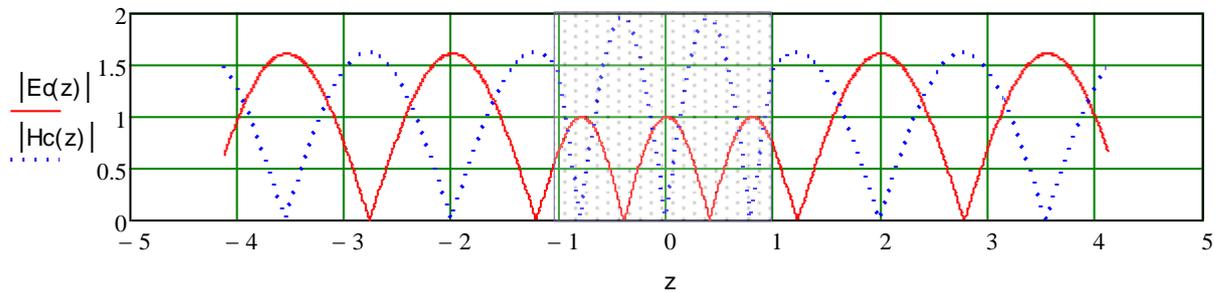


а

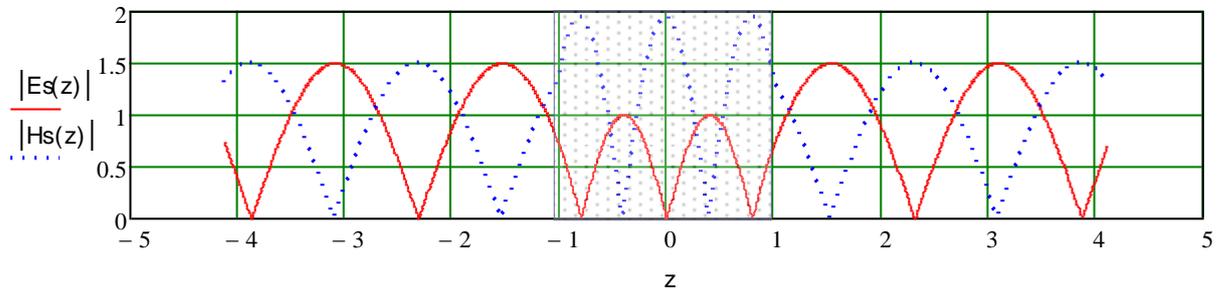


б

Рис. 2.2. Распределение поля стоячей волны в измеряемом образце кварца $\varepsilon = 3,811$ толщиной $2t = 2,026$ мм и вблизи него для четного (а) и нечетного (б) колебаний резонатора на частотах 115,788 ГГц и 115,163 ГГц соответственно (z в мм, число полувольт в образце $p_c = 2,989$; $p_s = 2,973$)



а



б

Рис. 2.3. Распределение поля стоячей волны в измеряемом образце кварца $\varepsilon = 3,811$ толщиной $2t = 2,026$ мм и вблизи него для четного (а) и нечетного (б) колебаний резонатора на частотах 96,537 ГГц и 96,173 ГГц соответственно (z в мм, число полувольт в образце $p_c = 2,513$; $p_s = 2,503$)

В общем случае, при нецелом числе полувольт в образце, амплитуды электрического поля в образце и пустой части резонатора неравны между собой. Для магнитного поля это справедливо также. Приведенные выше соотношения и иллюстрации к ним показывают, что относительная доля электрической и магнитной энергии в исследуемом образце зависит не только от соотношения толщины образца и длины резонатора, но и от фазы поля на границе образца.

При частотах исследований выше частоты ферромагнитного резонанса вещественная часть относительной магнитной проницаемости $\mu' \leq 1$ и в КВЧ диапазоне близка к 1. Поэтому был проведен расчет относительного смещения резонансной частоты четного и нечетного колебаний для диэлектрической проницаемости феррита $\varepsilon' = 14,6$ и $0,8 \leq \mu' \leq 1,2$. На рис.2.4 приведены относительные сдвиги резонансных частот четного и нечетного колебаний при изменении μ' для образца толщиной $2t = 0,5$ мм на частотах 73 - 74 ГГц, где он близок к полуволновому.

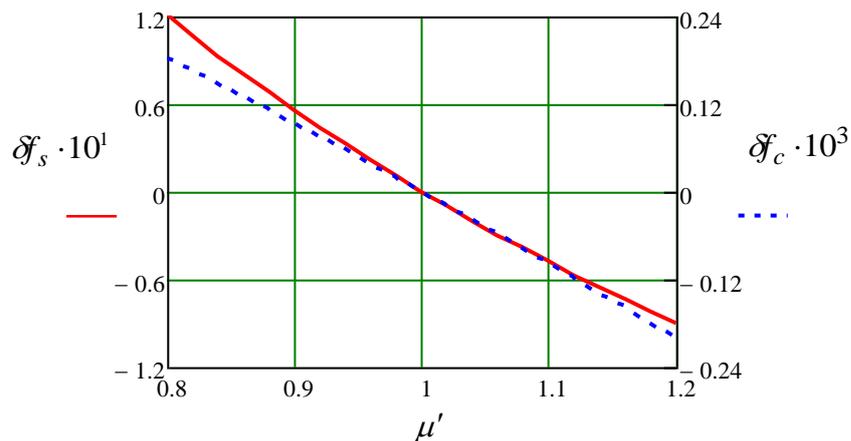


Рис.2.4 . Относительные сдвиги резонансных частот δf_s нечетного и δf_c четного колебаний в открытом резонаторе с магнитодиэлектриком при изменении μ'

Из рис. 2.4 видно, что сдвиг резонансной частоты нечетного колебания (с максимумом магнитного поля в полуволновом образце) δf_s более, чем на два порядка выше сдвига δf_c четного колебания с минимумом магнитного поля в образце.

Для расчета тангенса угла диэлектрических и магнитных потерь в исследуемом магнитодиэлектрическом образце необходимо знать относительный запас энергии электрического и магнитного поля в исследуемом образце.

2.2. Относительный запас энергии электрического и магнитного полей в магнитодиэлектрическом образце

Полная энергия колебания в резонаторе может быть выражена через энергию электрического или магнитного поля $W_{\Sigma} = W_{1E} + W_{2E} = W_{1H} + W_{2H}$, однако в общем случае $W_{iE} \neq W_{iH}$, $i = 1, 2$, т.е. запас электрической энергии в i -той области резонатора не равен запасу магнитной энергии в этой же области. Запасы энергии в магнитодиэлектрическом образце $i = 1$ и окружающем образце объеме резонатора $i = 2$ будут

$$W_{iE} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_i}{2} \int_{V_i} |\vec{E}|^2 dv, \quad W_{iH} = \frac{\mu_0 \mu_i}{2} \int_{V_i} |\vec{H}|^2 dv. \quad (2.11)$$

Относительные запасы энергии в исследуемом образце (коэффициенты заполнения по электрическому и магнитному полям) выражаются как

$$K_{1E} = \left[1 + \frac{W_{2E}}{W_{1E}} \right]^{-1}, \quad K_{1H} = \left[1 + \frac{W_{2H}}{W_{1H}} \right]^{-1}. \quad (2.12)$$

Расчет проведем в приближении плоской волны в резонаторе. В силу симметрии резонатора будем рассматривать его половину при $z \geq 0$. Представим компоненты поля в образце (2.1) при $0 \leq z \leq t$, $\rho = 0$ как

$$E_{1x} = A_1 \begin{Bmatrix} \sin \Psi_1(z) \\ \cos \Psi_1(z) \end{Bmatrix}, \quad H_{1y} = j \frac{A_1}{Z_1} \begin{Bmatrix} \cos \Psi_1(z) \\ -\sin \Psi_1(z) \end{Bmatrix}. \quad (2.13)$$

где $\Psi_1(z) = k_2 \sqrt{\varepsilon \mu} \cdot z - \Phi_t(z)$. Вне образца при $t \leq z \leq L$ компоненты поля будут

$$E_{2x} = A_2 \sin \Psi_2(z), \quad H_{2y} = j \frac{A_2}{Z_2} \cos \Psi_2(z), \quad (2.14)$$

где $\Psi_2(z) = k_2 \cdot (z - L) - \Phi_L(z) + \Phi_L(L)$. На поверхности образца при $z = t$ граничные условия приводят к уравнениям (2.5), (2.6) и соотношению квадратов амплитуд поля в образце и пустой части резонатора

$$\xi_c = \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 = \frac{\cos^2 \Psi_1}{\sin^2 \Psi_2} = \frac{1}{Z^2} \frac{\sin^2 \Psi_1}{\cos^2 \Psi_2}, \quad \xi_s = \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 = \frac{\sin^2 \Psi_1}{\sin^2 \Psi_2} = \frac{1}{Z^2} \frac{\cos^2 \Psi_1}{\cos^2 \Psi_2}. \quad (2.15)$$

для четных и нечетных колебаний соответственно, $Z = \sqrt{\mu/\varepsilon}$, $\Psi_1 = \Psi_1(t)$, $\Psi_2 = \Psi_2(t)$.

Интегралы по объемам в (2.11) с учетом (2.19), (2.20) можно преобразовать к интегралам по поверхности поперечного сечения пучка S и координате z

$$\int_{v_1} |E_{1x}|^2 dv = 2A_1^2 \int_S ds \int_0^t \left\{ \begin{array}{l} \sin^2 \Psi_1(z) \\ \cos^2 \Psi_1(z) \end{array} \right\} dz, \quad \int_{v_2} |E_{2x}|^2 dv = 2A_2^2 \int_S ds \int_t^L \sin^2 \Psi_2(z) dz, \quad (2.16)$$

$$\int_{v_1} |H_{1y}|^2 dv = \frac{2A_1^2}{Z_1^2} \int_S ds \int_0^t \left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \Psi_1(z) \\ \sin^2 \Psi_1(z) \end{array} \right\} dz, \quad \int_{v_2} |H_{2y}|^2 dv = \frac{2A_2^2}{Z_2^2} \int_S ds \int_t^L \cos^2 \Psi_2(z) dz,$$

где множитель 2 учитывает симметрию резонатора относительно плоскости $z = 0$.

Выполняя интегрирование в (2.16) в приближении постоянства Φ_t, Φ_L получим

$$W_{1E} \approx A_1^2 \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 t S}{2} \left[1 \mp \frac{\sin 2\Psi_1(t)}{2k_2 t \sqrt{\varepsilon \mu}} \right], \quad W_{2E} \approx A_2^2 \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 L_t S}{2} \left[1 - \frac{\sin 2\Psi_2(t)}{2k_2 L_t} \right], \quad (2.17)$$

$$W_{1H} \approx \frac{A_1^2}{Z_1^2} \frac{\mu_0 \mu_1 t S}{2} \left[1 \pm \frac{\sin 2\Psi_1(t)}{2k_2 t \sqrt{\varepsilon \mu}} \right], \quad W_{2H} \approx \frac{A_2^2}{Z_2^2} \frac{\mu_0 \mu_2 L_t S}{2} \left[1 + \frac{\sin 2\Psi_2(t)}{2k_2 L_t} \right]. \quad (2.18)$$

Относительные запасы электрической и магнитной энергии в образце будут

$$K_{1E} = \left[1 + \xi_{c,s} \frac{L_t \Phi_{2E}}{\varepsilon \cdot t \Phi_{1EC,s}} \right]^{-1}, \quad K_{1H} = \left[1 + \xi_{c,s} \frac{L_t \Phi_{2H}}{\varepsilon \cdot t \Phi_{1HC,s}} \right]^{-1}, \quad (2.19)$$

$$\text{где } \Phi_{1EC,s} = \left[1 \mp \frac{\sin 2\Psi_1(t)}{2k_2 t \sqrt{\varepsilon \mu}} \right], \quad \Phi_{2E} = \left[1 - \frac{\sin 2\Psi_2(t)}{2k_2 L_t} \right],$$

$$\Phi_{1HC,s} = \left[1 \pm \frac{\sin 2\Psi_1(t)}{2k_2 t \sqrt{\varepsilon \mu}} \right], \quad \Phi_{2H} = \left[1 + \frac{\sin 2\Psi_2(t)}{2k_2 L_t} \right]$$

и четным колебаниям соответствует верхний знак, нечетным – нижний. При толщине образца, кратной целому числу полувольт ($2\Psi_1 = p\pi$) в пустых частях резонатора при этом также укладывается целое число полувольт $\Psi_2 = q\pi$. Выражение (2.19) при $\mu = 1$ переходит в

$$K_{1E} = t/L \quad (2.20)$$

для четных колебаний в первом случае ($p = 1, 3, \dots$) и для нечетных колебаний во втором случае ($p = 2, 4, \dots$). На поверхностях диэлектрического образца электрическое поле при этом близко к нулю. Для нечетных колебаний с нечетным числом полувольт $p = 1, 3, \dots$ и четных с четным $p = 2, 4, \dots$ на поверхностях образца находится максимум электрического поля и выражение (2.19) преобразуется в

$$K_{1E} = \varepsilon t / [L + (\varepsilon - 1) \cdot t].$$

Коэффициент заполнения K_{1E} принимает минимальное значение в первом случае и максимальное во втором. Отношение максимального K_{1E} к минимальному будет $N = \varepsilon L / [L + (\varepsilon - 1) \cdot t]$. Это отношение близко к ε при малой толщине образца.

Собственная добротность резонатора с магнитодиэлектрическим образцом имеет вид

$$Q_{0\varepsilon\mu} = [Q_R^{-1} + Q_{0\varepsilon}^{-1} + Q_{0\mu}^{-1}],$$

где Q_R - омическая добротность резонатора с магнитодиэлектрическим образцом, $Q_{0\varepsilon}^{-1} = K_{1E} \operatorname{tg} \delta_\varepsilon$ - относительные диэлектрические потери, δ_ε - угол диэлектрических потерь исследуемого образца, $Q_{0\mu}^{-1} = K_{1H} \operatorname{tg} \delta_\mu$ - относительные магнитные потери, δ_μ - угол магнитных потерь исследуемого образца. Разделить диэлектрические и магнитные потери можно при измерениях на двух близких резонансных частотах четного и нечетного колебаний с существенно различными K_{1E} и K_{1H} в каждом колебании. Такое различие достигается в тонком образце, находящемся в максимуме электрического поля и минимуме магнитного поля четного колебания и в минимуме электрического и максимуме магнитного поля нечетного колебания. Методика измерения диэлектрических и магнитных потерь рассматривается в разделе 4. Омическая добротность Q_R резонатора с магнитодиэлектрическим образцом отличается от собственной добротности пустого резонатора Q_{00} из-за изменения распределения поля и токов в зеркалах после помещения образца в резонатор. Это отличие определяется коэффициентом изменения омических потерь η (см. раздел 1).

2.3 Коэффициент изменения омических потерь в зеркалах

Расчет коэффициента изменения омических потерь в зеркалах η по (1.35) из статей [62] показал значительное расхождение в измеряемых значениях $\operatorname{tg} \delta$ для колебаний с минимумом и максимумом электрического поля на поверхностях измеряемого образца. Колебания с максимумом электрического поля на поверхности исследуемого образца имеют существенно большее значение коэффициента заполнения K_{1E} в сравнении с колебаниями с минимумом поля, что делает их более чувствительными к малым значениям $\operatorname{tg} \delta$. Выражение для η воспроизводится во многих статьях, преимущественно для полусферического резонатора (т.е. для нечетных колебаний сферического резонатора), но сопоставления данных по $\operatorname{tg} \delta$ для колебаний с пучностью электрического поля на поверхностях образца не проводилось. Этот коэффициент в работах [62-64] получен для немагнитного образца. Далее выводится выражение для

коэффициента изменения омических потерь η при внесении в резонатор магнитодиэлектрического образца. По своему определению η учитывает относительное изменение омических потерь в стенках резонатора (зеркала) после помещения исследуемого образца в резонатор

$$\eta = Q_{00}/Q_{R\epsilon\mu}, \quad (2.21)$$

где Q_{00} -собственная добротность резонатора без образца, обусловленная только омическими потерями в стенках (зеркала), $Q_{R\epsilon\mu}$ -омическая добротность того же резонатора с исследуемым магнитодиэлектрическим образцом (собственная добротность резонатора с образцом при его $\operatorname{tg}\delta_{\epsilon,\mu}=0$). Добротность $Q_{R\epsilon\mu}$ не может быть определена экспериментально, но может быть рассчитана по известному распределению полей в резонаторе с образцом и поверхностному сопротивлению металлических стенок (зеркал) резонатора. Для открытого двухзеркального резонатора с пренебрежимо малыми дифракционными потерями

$$Q_{00} \approx D/2\Delta_0 = L/\Delta_0, \quad (2.22)$$

где $D = 2L$ -длина резонатора, Δ_0 -глубина скин-слоя в зеркалах. Выражение для $Q_{R\epsilon\mu}$ имеет общий вид

$$Q_{R\epsilon\mu} = \frac{\omega W_{\Sigma}}{P_R}, \quad (2.23)$$

где P_R -мощность омических потерь в зеркалах. Полный запас энергии колебания W_{Σ} может быть найден через энергию электрического или магнитного полей. Расчет полной энергии для $Q_{R\epsilon}$ удобнее проводить через напряженность магнитного поля по (2.11) Расчет проведем в приближении плоской волны в резонаторе. В силу симметрии резонатора будем рассматривать его половину при $z \geq 0$. Компоненты поля в образце при $0 \leq z \leq t$ и вне его при $t \leq z \leq L$ представлены выражениями (2.13),(2.14). Мощность омических потерь в двух зеркалах рассчитывается как

$$P_{R\epsilon} = 2 \cdot \frac{R_S}{2} \int_S |H_{2y}|^2 ds, \quad (2.24)$$

где R_S -поверхностное сопротивление зеркал, S -поверхность зеркала. Омическая добротность резонатора (2.23) выразится как

$$Q_{R\epsilon\mu} = \frac{\omega\mu_0 \left[\mu_1 \int_{V_1} |H_{1y}|^2 dv + \mu_2 \int_{V_2} |H_{2y}|^2 dv \right]}{2R_s \int_S |H_{2y}|^2 ds}. \quad (2.25)$$

Интегралы по объемам в (2.25) можно преобразовать аналогично (2.16) к интегралам по поверхности S и координате z . Выполняя интегрирование аналогично (2.16) с учетом граничного условия на поверхности зеркала и равенства $\cos^2 \Psi_2(L) = 1$ получим для η в немагнитной среде ($\mu_2 = 1$)

$$\eta_{c,s} = \frac{2\xi_{c,s}R_sL}{\omega\mu_0\Delta_0[\xi_{c,s}L_t\Phi_{2H} + \epsilon \cdot t\Phi_{1Hc,s}]}. \quad (2.26)$$

где $\Phi_{1Hc,s}$, Φ_{2H} определены в (2.19). В выражение (2.26) входит резонансная частота $\omega = 2\pi f_\epsilon$ резонатора с образцом и R_s зеркал на этой же частоте. Глубина скин-слоя в зеркалах Δ_0 относится к пустому резонатору с резонансной частотой f_0 . Поверхностное сопротивление зеркал на частоте f_0 связано с глубиной скин-слоя выражением $R_{s0} = \pi\mu_0f_0\Delta_0$, а отношение $R_s/R_{s0} = \sqrt{f_\epsilon/f_0}$. Окончательно получим из (2.26)

$$\eta_{c,s} = \frac{\xi_{c,s}L}{[\xi_{c,s}L_t\Phi_{2H} + \epsilon \cdot t\Phi_{1Hc,s}]} \sqrt{\frac{f_\epsilon}{f_0}}. \quad (2.27)$$

Теория резонатора построена для образца, расположенного точно в середине резонатора. В реальных ситуациях образец всегда смещен от плоскости симметрии на некоторую неизвестную величину. Важной представляется оценка влияния смещения образца от плоскости симметрии резонатора.

2.4. Спектр открытого резонатора со смещенным образцом

В реальных ситуациях образец в резонаторе оказывается смещенным от средней плоскости (симметрии) $z = 0$ на неизвестную величину Δ (рисунок 2.5). Его перемещения вблизи этой плоскости приводят к сдвигам резонансной частоты. Поэтому измеренное значение ϵ образца будет также зависеть от положения образца относительно средней плоскости резонатора. Необходимо отметить, что в силу симметрии самого резонатора, симметричное расположение образца должно давать экстремальное значение резонансной частоты, т.к. смещения в обе стороны от средней плоскости резонатора неразличимы. Уточним расчетные соотношения и учтем в уравнениях (2.5),(2.6) смещение образца Δ от средней плоскости резонатора. В случае смещенного образца колебания уже нельзя строго разделить на четные (с четной зависимостью электрического поля $E(z)$) и нечетные (с

нечетной зависимостью $E(z)$ относительно средней плоскости $z = 0$, однако при малом смещении $\Delta \ll t$ колебания будут близки к "четными" и "нечетными". Определение Δ возможно при измерениях на двух и более резонансных частотах.

Резонатор со смещением образца относительно плоскости симметрии (рис.2.5а) можно представить в виде двух полусферических резонаторов, состоящих из сферического и плоского зеркал, с разной длиной и толщиной образца, но одной и той же резонансной частотой (рис. 2.5б).

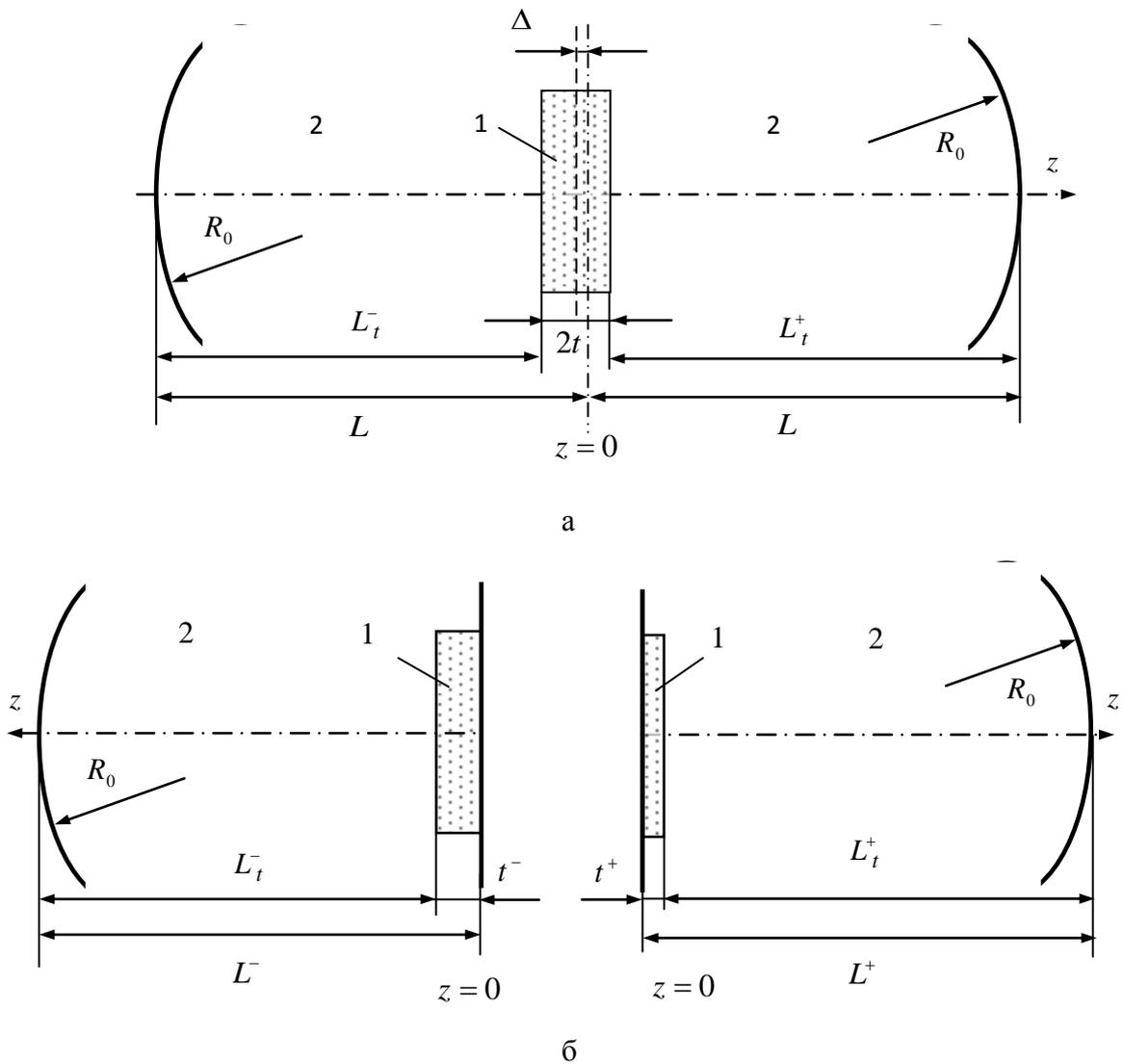


Рис.2.5. Резонатор со смещенным образцом (а) и его представление в виде двух полусферических резонаторов (б).

Плоское зеркало является «электрической стенкой» и находится вблизи плоскости симметрии резонатора, в плоскости, где $E = 0$ для колебаний с нечетной зависимостью

$E(z)$ (четной $H(z)$). Длина первого резонатора определяются как $L^- = L_t^- + t^-$, где $L_t^- = L - t - \Delta$ -расстояние от зеркала до поверхности образца, t^- -расстояние от поверхности образца до ближайшей к плоскости симметрии «электрической стенке», t -полутолщина образца, Δ -смещение образца от плоскости симметрии. Длина второго резонатора будет $L^+ = 2L - L^- = L_t^+ + t^+$, где $L_t^+ = L - t + \Delta$. Уравнения для резонаторов будут иметь вид

$$Z \cdot \operatorname{tg} \Psi^\pm + \operatorname{tg} \Theta^\pm = 0, \quad (2.28)$$

где $\Psi^\pm = k_2 t^\pm \sqrt{\varepsilon \mu} - \Phi_t^\pm$, $\Theta^\pm = k_2 L_t^\pm - \Phi_L^\pm$,

$$\Phi_t^\pm = \operatorname{arctg} \left(\frac{t^\pm}{\sqrt{\varepsilon \mu} \rho^\pm} \right), \quad \Phi_L^\pm = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{1}{\rho^\pm} \left(L_t^\pm + \frac{t^\pm}{\varepsilon \mu} \right) \right\} - \operatorname{arctg} \left(\frac{t^\pm}{\varepsilon \mu \rho^\pm} \right), \quad (2.29)$$

$$\rho^\pm = \left\{ \left[\left(L_t^\pm + \frac{t^\pm}{\varepsilon \mu} \right) R_0 - \left(L_t^\pm + \frac{t^\pm}{\varepsilon \mu} \right) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_2}, \quad \omega = 2\pi f_\varepsilon.$$

При смещении образца от плоскости симметрии на Δ , плоскость «электрической стенки» также сместится, но это смещение $d_s = t^+ - t = -(t^- - t) \neq \Delta$. Резонансные частоты у двух полусферических резонаторов (рис.2.5б) будут одинаковыми и равными частоте сферического резонатора со смещенным образцом. Таким образом, уравнения (2.28) образуют в систему, из которой при известном ε образца можно найти резонансную частоту и смещение «электрической стенки» d_s как функцию смещения образца Δ для колебаний с нечетной зависимостью $E(z)$ (четной $H(z)$).

Для колебаний с четной функцией $E(z)$ (нечетной $H(z)$) вблизи плоскости симметрии, где $H=0$, будет «магнитная стенка». Система уравнений при этом будет иметь вид

$$Z \cdot \operatorname{ctg} \Psi^\pm - \operatorname{tg} \Theta^\pm = 0. \quad (2.30)$$

Ее решения при разных Δ дадут зависимость резонансной частоты колебаний с четной $E(z)$ от смещения образца. Эта зависимость отличается от зависимости для колебаний с нечетной функцией $E(z)$, что приводит к сближению (группированию) резонансных частот в пары при смещениях образца.

Системы уравнений (2.15), (2.16) исследовались численно на примере реального резонатора с расстоянием между зеркалами $2L = 279$ мм и радиусом кривизны зеркал 150 мм в диапазоне частот 34÷39 ГГц, в котором проводилась экспериментальная проверка полученных зависимостей. Резонатор содержал образец фторопласта диаметром

80 мм, толщиной $2t = 3.015$ мм с $\varepsilon = 2.06$. Перемещением образца вблизи плоскости симметрии, резонатор настраивался на экстремум (максимум или минимум) резонансной частоты колебания. Микрометрическим механизмом образец смещался с шагом $\Delta = 0.2$ мм до противоположного экстремума (минимума или максимума) и измерялось значение резонансной частоты при каждом положении образца.

На рис.2.6-2.9 приведены расчетные значения относительных смещений d_s/λ_0 "электрической" и d_c/λ_0 "магнитной" стенок от плоскости симметрии резонатора $z = 0$, расчетные и экспериментальные значения относительных смещений резонансной частоты $\delta f = (f_{\varepsilon\Delta} - f_{\varepsilon 0})/f_{\varepsilon 0}$ от смещения образца Δ/λ_0 относительно плоскости $z = 0$ для толщин образца меньше и больше полуволновой. Здесь $\lambda_0 = 2\pi/k_2$ -длина волны в пустой части резонатора на резонансной частоте $f_{\varepsilon 0}$ симметричного резонатора с образцом, $f_{\varepsilon\Delta}$ - резонансная частота при смещении образца от плоскости симметрии.

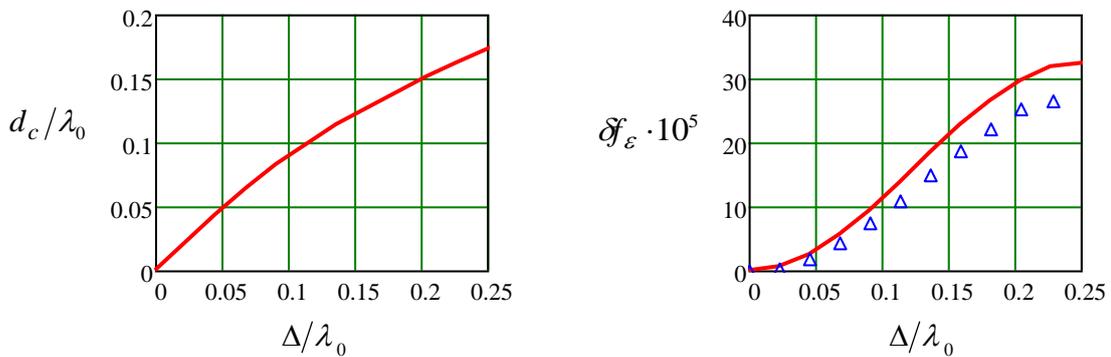


Рис.2.6. Относительные смещения d_c/λ_0 "магнитной" стенки резонатора и резонансной частоты $\delta f_\varepsilon \cdot 10^5$ при смещении Δ/λ_0 образца фторопласта с толщиной, менее полуволновой ($2t < \lambda_\varepsilon/2$, четное колебание)

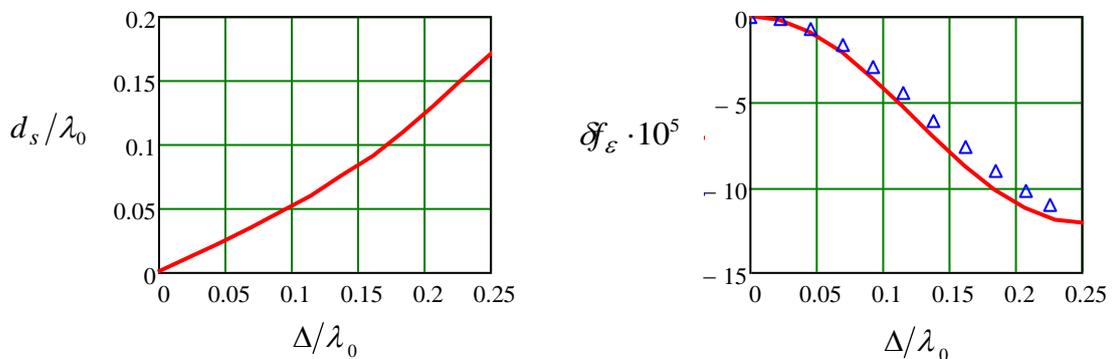


Рис.2.7. Относительные смещения d_s/λ_0 "электрической" стенки резонатора и резонансной частоты $\mathcal{J}_\varepsilon \cdot 10^5$ при смещении Δ/λ образца фторопласта с толщиной, менее полуволновой ($2t < \lambda_\varepsilon/2$, нечетное колебание)

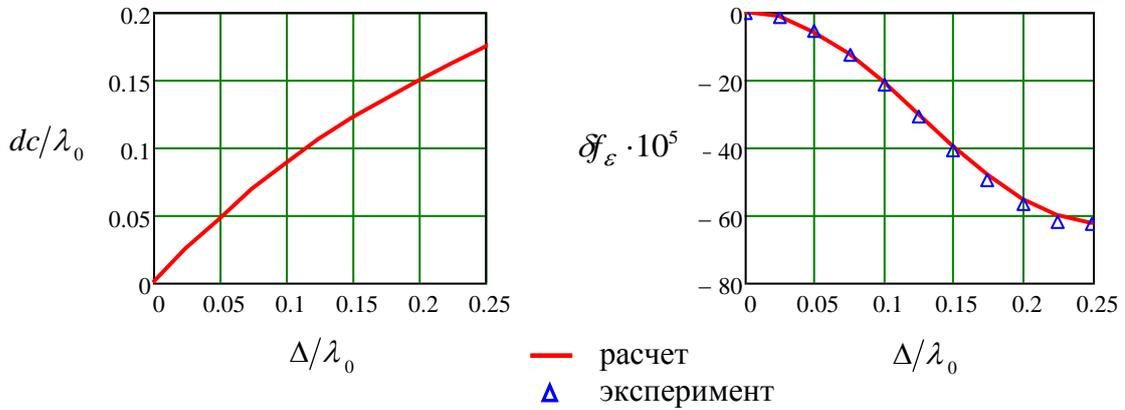


Рис.2.8. Относительные смещения dc/λ_0 "магнитной стенки" резонатора и резонансной частоты $\mathcal{J}_\varepsilon \cdot 10^5$ при смещении Δ/λ_0 образца фторопласта с толщиной больше полуволновой ($2t > \lambda_\varepsilon/2$, четное колебание)

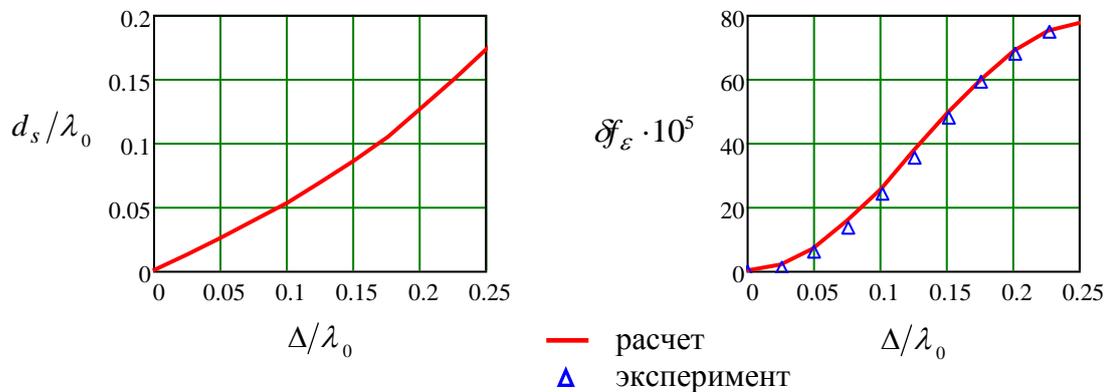


Рис.2.9. Относительные смещения d_s/λ_0 "электрической стенки" резонатора и резонансной частоты $\mathcal{J}_\varepsilon \cdot 10^5$ при относительном смещении Δ/λ_0 образца фторопласта с толщиной, больше полуволновой ($2t > \lambda_\varepsilon/2$, нечетное колебание)

Из графиков рис.2.6-2.9 видно хорошее совпадение расчетного и экспериментального смещений резонансной частоты. Смещение d_c/λ_0 "магнитной стенки" четного колебания при малых смещениях образца от средней плоскости резонатора Δ/λ_0 практически равно этому смещению. Смещение d_s/λ_0 "электрической стенки" нечетного колебания при малых смещениях образца от средней плоскости

резонатора Δ/λ_0 равно примерно половине этого смещения. Из графиков видно, что резонансная частота при симметричном расположении измеряемого образца ($\Delta=0$) принимает экстремальное значение. Критерием симметричного расположения образца в резонаторе, таким образом, может служить экстремальное значение резонансной частоты при смещении образца вблизи плоскости симметрии, что требует механизма точного перемещения образца. Вид экстремума зависит от четности/нечетности колебания и электрической толщины образца. Колебаниям с максимальным коэффициентом K_{1E} в диэлектрическом образце соответствует минимум резонансной частоты, колебаниям с минимальным K_{1E} - максимум резонансной частоты при симметричном расположении образца. Соотношения (9),(10) позволяют проводить измерения параметров смещенного образца, при этом неизвестными величинами являются диэлектрическая проницаемость ε и смещение образца Δ или стенок $d_{C,S}$. Для их нахождения необходимо не менее двух уравнений, т.е. измерений на двух и более резонансных частотах.

2.5. Определение параметров резонатора и моделирование его спектра

При измерениях в открытом резонаторе необходимо точно знать расстояние между зеркалами $D=2L$ (длину резонатора) и радиус кривизны зеркал R_0 , которые входят в расчетные формулы. Их приближенные значения можно определить обычными инструментами, однако точность таких измерений недостаточна. Следует также учитывать, что теория ОР является приближенной и размеры $D=2L, R_0$ имеют смысл некоторых эффективных размеров, близких к реальным. Наиболее просто и точно эти размеры могут быть определены по спектру резонансных частот резонатора без образца. Из формулы (2.10) для колебаний с соседними значениями продольного индекса $q-1$ и q основного колебания можно найти частотный интервал $\Delta f_q = f_q - f_{q-1} = c(2D\sqrt{\varepsilon_2})^{-1}$ между соседними колебаниями и размеры D, R_0

$$D = c(2 \cdot \Delta f_q \cdot \sqrt{\varepsilon_2})^{-1} \quad (2.31)$$

$$R_0 = \frac{D}{2 \cdot \sin^2\left(\frac{\pi}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon_2} \cdot f_{0q} \cdot D - q \cdot \frac{\pi}{2}\right)} \quad (2.32)$$

где q -продольный индекс основных колебаний, ε_2 - диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей объем внутри резонатора.

Обычно экспериментально в резонаторе с образцом наблюдается достаточно много резонансов и необходима идентификация основных колебаний и определение их четности/нечетности. Поэтому полезным является моделирование спектра резонатора по известной (измеренной) толщине образца $2t$ и обычно известной приближенно диэлектрической проницаемости. На интересующем участке рабочего диапазона частот выбираются минимальное f_1 и максимальное f_2 значения частот полосы обзора и определяется максимальное и минимальное числа полувольт в пустой части резонатора

$$q_{1,2} = 2f_{1,2}\sqrt{\varepsilon_2}(D/2-t)c^{-1}. \quad (2.33)$$

В диэлектрическом образце числа полувольт p также ограничены частотами f_1, f_2 и определяются как

$$p_{1,2} = 2f_{1,2}t\sqrt{\varepsilon_2}/c.$$

2.6. Выводы

1. На основе существующей теории открытого двухзеркального резонатора с симметрично расположенным плоскопараллельным диэлектрическим образцом проведено ее обобщение в том же приближении на случай магнитодиэлектрического образца. Получены выражения для относительного запаса электрической и магнитной энергии в таком образце и выражения для коэффициента изменения омических потерь в зеркалах резонатора после помещения в него исследуемого магнитодиэлектрического образца.

2. Существующие в реальных экспериментах смещения образца от плоскости симметрии резонатора не учитываются в широко используемых моделях. Предложенное представление резонатора со смещенным от плоскости симметрии образцом как двух полусферических резонаторов различной длины с плоской "электрической" или "магнитной" стенкой и одинаковой резонансной частотой позволяет рассчитать смещение образца по двум и более резонансным частотам или смещение резонансных частот при смещении образца от плоскости симметрии.

3. Вид экстремума в зависимости резонансной частоты от смещения образца относительно центра резонатора в общем случае зависит от четности/нечетности колебания и соотношения длины волны и электрической толщины образца. Направление изменения резонансной частоты колебания при смещении диэлектрического образца от центра противоположно направлению изменения относительной доли электрической энергии в образце.

3. РАЗРАБОТКА УСТАНОВОК ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 78 – 178 ГГц

3.1. Получение и регистрация сигнала в диапазоне частот 78 – 178 ГГц

Получение гармонического сигнала КВЧ диапазона с высокой стабильностью частоты и мощностью в десятки и более микроватт является и в настоящее время непростой и достаточно дорогостоящей задачей. Эта задача еще более усложняется, если требуется компьютерное управление частотой и уровнем мощности сигнала. Существующие экспериментальные установки КВЧ диапазона для исследования свойств материалов чаще всего используют в качестве источника сигнала лампы обратной волны (ЛОВ) [109]. Эти приборы обладают выходной мощностью до десятков милливатт и электронным управлением частотой в широкой полосе. Их недостаток состоит в низкой частотной стабильности и потребности в громоздких высоковольтных источниках питания. Для работы с высокочастотными открытыми резонаторами нестабильность частоты ЛОВ без принятия специальных мер оказывается недостаточной. Повышение стабильности частоты обычно достигается применением частотной или фазовой автоподстройки. При этом частотная полоса перестройки ЛОВ в стабилизированном режиме сужается и часто бывает недостаточной для обзора резонансов на нескольких частотах.

Другой путь построения источника КВЧ сигнала с высокой стабильностью состоит в использовании промышленно выпускаемых цифровых синтезаторов частоты сантиметрового диапазона и умножении их выходного сигнала по частоте полупроводниковыми умножителями с предварительным, промежуточным или окончательным усилением. Шаг перестройки таких синтезаторов по частоте составляет 1 Гц и менее, выходная мощность до 10 - 40 мВт. Относительная нестабильность частоты синтезатора близка к нестабильности опорного кварцевого генератора и вполне достаточна для высокоточных измерений. Умножение сигнала по частоте приводит к увеличению минимального шага по частоте в кратность умножения раз и к ослаблению сигнала (ухудшению отношения сигнал/шум). Достоинством этого пути является стабильность частоты сигнала при широкой полосе перестройки, относительная простота реализации источника сигнала из готовых модулей, отсутствие громоздких высоковольтных источников питания и компьютерное управление частотой. Недостаток состоит в малой мощности сигнала необходимой гармоники без его усиления. Быстрый прогресс в твердотельной электронике СВЧ и КВЧ диапазонов позволяет надеяться на перспективность этого пути. Возможность реализации в данной работе этого пути до диапазона 178 ГГц на основе российских твердотельных электронных компонентов и измерителя модуля коэффициента передачи и отражения (скалярного анализатора цепей)

P2M-18 производства НПФ "Микран" (г. Томск) была обоснована и показана сотрудником Восточно-Сибирского филиала ФГУП "ВНИИФТРИ" В.Л. Масаловым.

Синтезатор частот прибора P2M-18 обеспечивает генерацию гармонического сигнала с низким уровнем фазовых шумов в диапазоне от 10 МГц до 20 ГГц с минимальным шагом по частоте 1 Гц и выходной мощностью до 16 дБм. В качестве опорного генератора в нем используется термокомпенсированный кварцевый генератор. Структурная схема прибора P2M-18 [110] предоставлена на рис. 3.1.

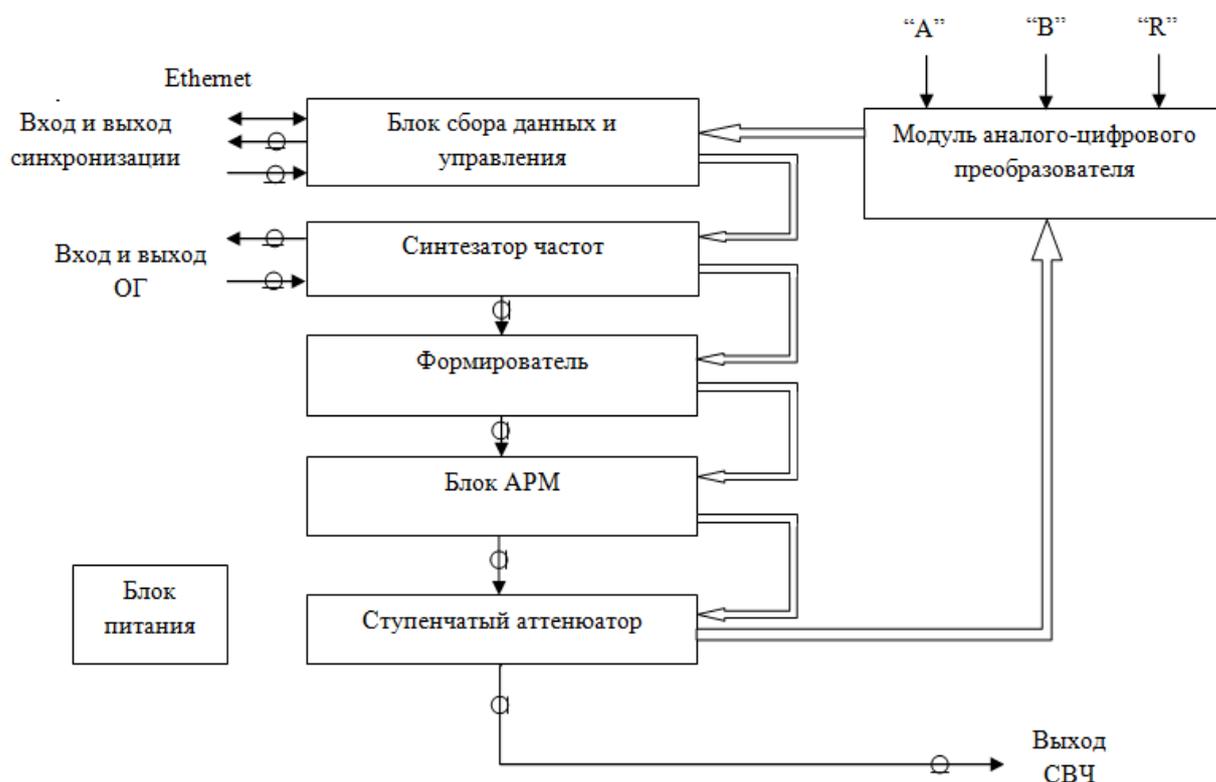


Рис.3.1. Структурная схема P2M-18

Сигналы синтезатора частот преобразуются формирователем в высокочастотный диапазон. В блоке автоматической регулировки мощности (АРМ) происходит усиление сигнала до заданного уровня и стабилизация уровня выходной мощности, после чего сигнала поступает на выход СВЧ. Синтезатор управляется от внешнего компьютера (ноутбука) по частоте и уровню выходной мощности с помощью прилагаемого программного обеспечения. В меню программы можно задавать полосу обзора по частоте и количество частотных точек, которое определяет шаг перестройки сигнала по частоте. Прибор содержит также модуль аналого-цифрового преобразователя, который обеспечивает измерение модуля коэффициента передачи или отражения (или коэффициента стоячей волны – КСВ) с датчиками ослабления и КСВ из комплекта прибора. Программное обеспечение прибора

выполняет усреднение измеряемых характеристик по задаваемой в меню прибора степени усреднения. Результаты выводятся на экран управляющего компьютера, могут сохраняться в памяти в виде двумерного числового массива частот и соответствующих значений коэффициентов передачи (отражения) и передаваться в другие программы для дальнейшей цифровой обработки. По существу, модуль аналого-цифрового преобразователя является интерфейсом между детектором СВЧ – сигнала и компьютером и может быть использован при работе с другими (нештатными) детекторами, в том числе, на частотные диапазоны умноженного в n -раз по частоте сигнала от прибора P2M-18.

Структурная схема установок в диапазонах частот 78 – 118 ГГц и 118 – 178 ГГц на основе скалярного анализатора цепей P2M-18, цепочки умножения сигнала по частоте и усиления представлена на рис. 3.2. С выхода прибора P2M-18 сигнал с частотой от 13 до 20 ГГц усиливается широкополосным услителем мощности до уровня порядка 100 мВт (20 дБм) и поступает на вход двухкаскадного умножителя частоты (производитель ННИПИ "Кварц", Н-Новгород). В диапазон частот 78 – 118 ГГц умножение производится в 6 раз, в диапазон 118 – 178 ГГц сигнал умножается в 9 раз по частоте. Умноженный сигнал КВЧ диапазона поступает на измерительный резонатор и с него на детектор. Поскольку в таком режиме используются детекторы с неизвестной характеристикой, для точного измерения ослабления в тракты введены поляризационные аттенюаторы: АП20 в диапазоне 78 – 118 ГГц и АП19 в диапазоне 118 – 178 ГГц. Их характеристики приведены в таблице 3.1.



Рис.3.2. Структурная схема экспериментальных установок на основе прибора P2M-18 и открытого резонатора

Сигнал с измерительного резонатора через поляризационный аттенюатор поступает на детектор. Детектор подключается ко входу P2M-18 вместо штатного датчика ослабления. В качестве детекторов применены широкополосные детекторы КДВ-118 и КДВ-178 на основе

низкобарьерных диодов Шоттки. Характеристики детекторов КДВ-118, КДВ-178 приведены в таблицах 3.2.,3.3. Характеристики двухкаскадного умножителя частоты в диапазон 118,1 – 178,4 ГГц приведены в таблице 3.4.

Таблица 3.1 -Характеристики поляризационных аттенуаторов АП 19 и АП 20

	АП 19	АП 20
КСВН макс.	1,3	1,2
Вносимые потери, макс.	2,5	1,5
Точность установки ослабления	±0,2 дБ для A=0÷10дБ; ±0,02·A для A=10÷50дБ; ±[1+0,08·(A-50)]дБ для A=50÷60дБ	
Диапазон ослаблений	0 ÷ 60 дБ	
Максимально допустимая входная мощность, Вт	0,1 Вт (среднее значение)	
Размеры волновода, мм	1,6x0,8	2,4x1,2

Таблица 3.2 –Характеристики детекторов КДВ-118, КДВ-178

Тип КДВ		КДВ-118	КДВ-178
Диапазон частот, ГГц		78,33 - 118,1	118,1 - 178,4
Размеры входного волновода, мм		2,4 x 1,2	1,6 x 0,8
Чувствительность по напряжению при $P_{вх} = -20$ дБм, мВ/ мВт	типичная	1500	500
	минимальная	700	300
Неравномерность чувствительности (типовая) не более, дБ		±3,0	±3,0
Типичное сопротивление нагрузки, МОм		1	1

Таблица 3.3 –Чувствительность детектора КДВ-178

$P_{вх}$, мкВт	Чувствительность, мВ/мВт при $R_{нагр}=500$ кОм			Неравномерность, дБ
	Частота, ГГц			
	118,1	150	178,4	
1	240	215	200	1,6
10	205	185	175	
100	190	165	162	
1000	162	128	112	

Таблица 3.4 –Характеристики умножителя частоты x9

Вых. частота, ГГц	117	126	135	144	153	162	171	175
Вых. мощн., мкВт	280	300	208	287	130	470	580	200

Диапазон частот по входу: 13,1 – 19,82 ГГц, по выходу: 118,1 – 178,4 ГГц

Предельно допустимая мощность на входе умножителя не более 150 мВт.

3.2. Разработка открытых резонаторов и конструкции установки

Для экспериментальных установок были разработаны и изготовлены открытые двухзеркальные измерительные резонаторы на диапазоны 78 – 118 ГГц и 118 – 178 ГГц, которые имеют однотипную конструкцию. Размеры зеркал и длина резонатора должны удовлетворять условиям устойчивости открытого резонатора [47]. Диаметр пучка в средней плоскости резонатора должен быть существенно меньше (не менее, чем в 3 раза) минимального диаметра исследуемых образцов. На основании свойств гауссовых пучков и широко используемых образцов для исследования диаметром 50 мм выбраны зеркала с апертурой 90 мм. Параметры резонатора и гауссова пучка в центре резонатора и на зеркалах представлены в таблице 3.5.

Таблица 3.5 –Параметры открытых резонаторов и гауссовых пучков в них

Длина резонатора, мм	Радиус кривизны зеркал, мм	Диапазон рабочих частот, ГГц	Угол расходимости пучка, рад	Радиус пучка в центре резонатора, мм	Радиус пучка на зеркале, мм
250	150	78 - 118	0,161 - 0,096	8,2 - 6,7	20,4 - 12,0
250	150	118 - 178	0,131 - 0,078	6,7 - 5,5	16,5 - 9,8

Конструкция резонаторов представлена на рис.3.3. Резонатор имеет два одинаковых сферических вогнутых зеркала из алюминиевого сплава и дюралюминиевые основания, которые жестко соединены тремя параллельными инваровыми стойками длиной 300 мм. Одно из зеркал закреплено на основании из дюралюминия, второе зеркало закреплено с возможностью перемещения, юстировки и фиксации несколько винтами. Коэффициент теплового расширения инваровых стоек составляет $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [111],[112], что обеспечивает высокую температурную стабильность резонаторов.

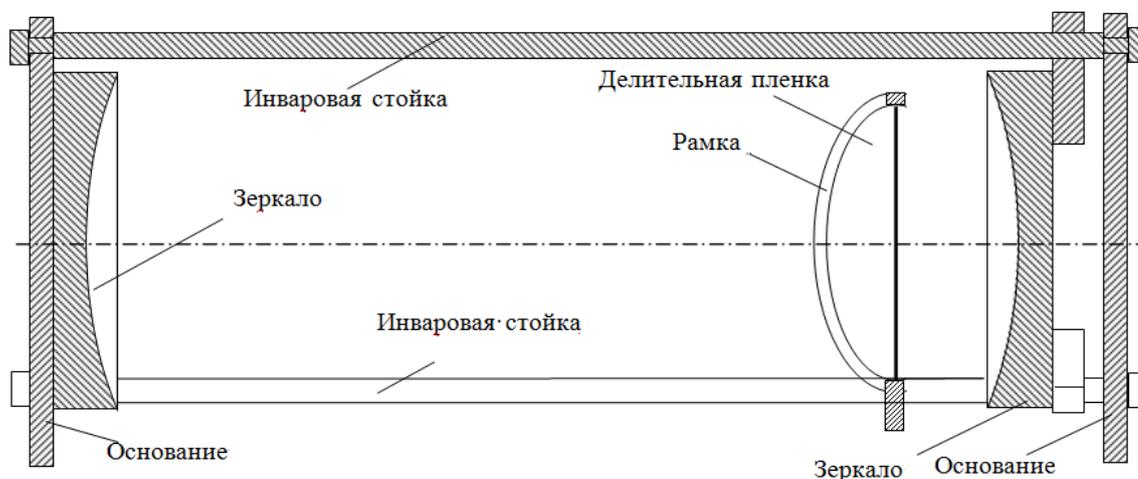


Рис.3.3. Открытый двухзеркальный измерительный резонатор

Поперечный размер пучка по оси между зеркалами резонатора показан на рис.3.4 для двухзеркального резонатора на частотах 78 ГГц (сплошная линия) и 178 ГГц (пунктир).

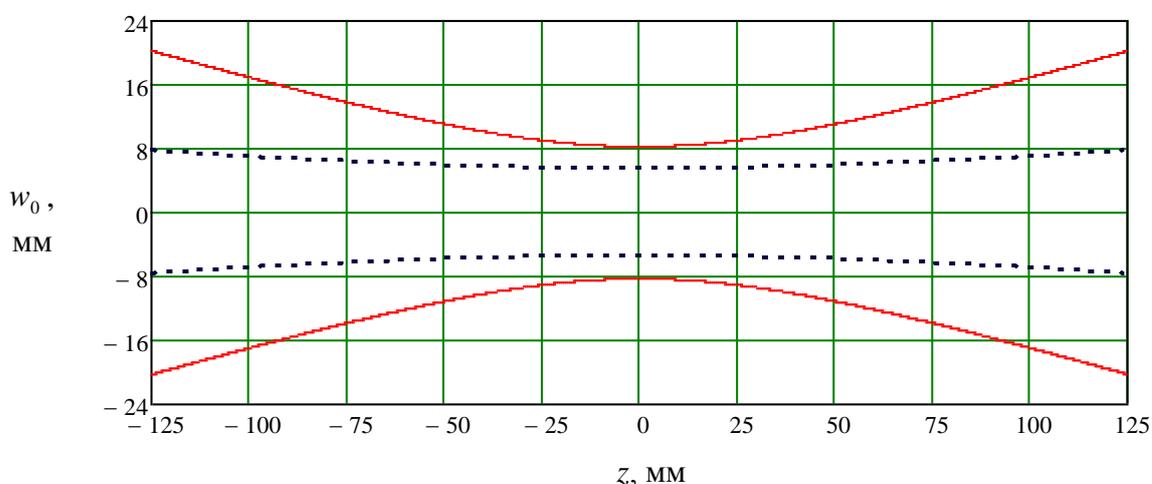


Рис. 3.4. Поперечный размер гауссова пучка по оси открытых резонаторов на частотах 78 и 178 ГГц.

Резонатор закреплен на плите из дюралюминия (рис.3.5 и 3.6). На этой же плите ортогонально к оси резонатора закреплена скамья из дюралюминиевого швеллера. На скамье установлены напротив друг друга на одной оси возбуждающая и приемная рупорные антенны. Между рупорами на скамье закреплен держатель рамки с делительной пленкой и возможностью поворота вблизи угла 45° к оси резонатора для юстировки и компенсации отклонения плоскости установки образца от нормали к оси резонатора. При натягивании пленки предпринимались меры для исключения "волн" и "пузырей" на ее поверхности. Равномерное натяжение делительной пленки и отсутствие на ней деформаций являются важным условием достижения максимальной добротности резонатора. Ее влияние на резонансную частоту рассчитано в [113,114].

Делительная пленка облучается рупорной антенной. Поляризация падающей из рупора волны вертикальна и параллельна плоскости пленки. Имевшиеся в распоряжении фторопластовые пленки структурированы, что дает анизотропию их диэлектрической проницаемости в направлении намотки в рулон и поперек намотки. Пленка натягивалась так, чтобы ее поперечное направление совпадало с вертикальной поляризацией волны. Из-за малой толщины и низкой диэлектрической проницаемости пленка имеет малый коэффициент отражения и, тем самым, обеспечивает слабую связь резонатора с трактом. Основная часть падающей мощности проходит через пленку в приемный рупор. Малая часть отражается от пленки в направлении оси резонатора к зеркалу и далее отражается ко второму зеркалу. Для исключения интерференции переотраженных волн, вокруг рупоров находятся пористые

поглотители. Длина резонатора определяет резонансные частоты, при которых наблюдаются "провалы" в уровне мощности, падающей на детектор.

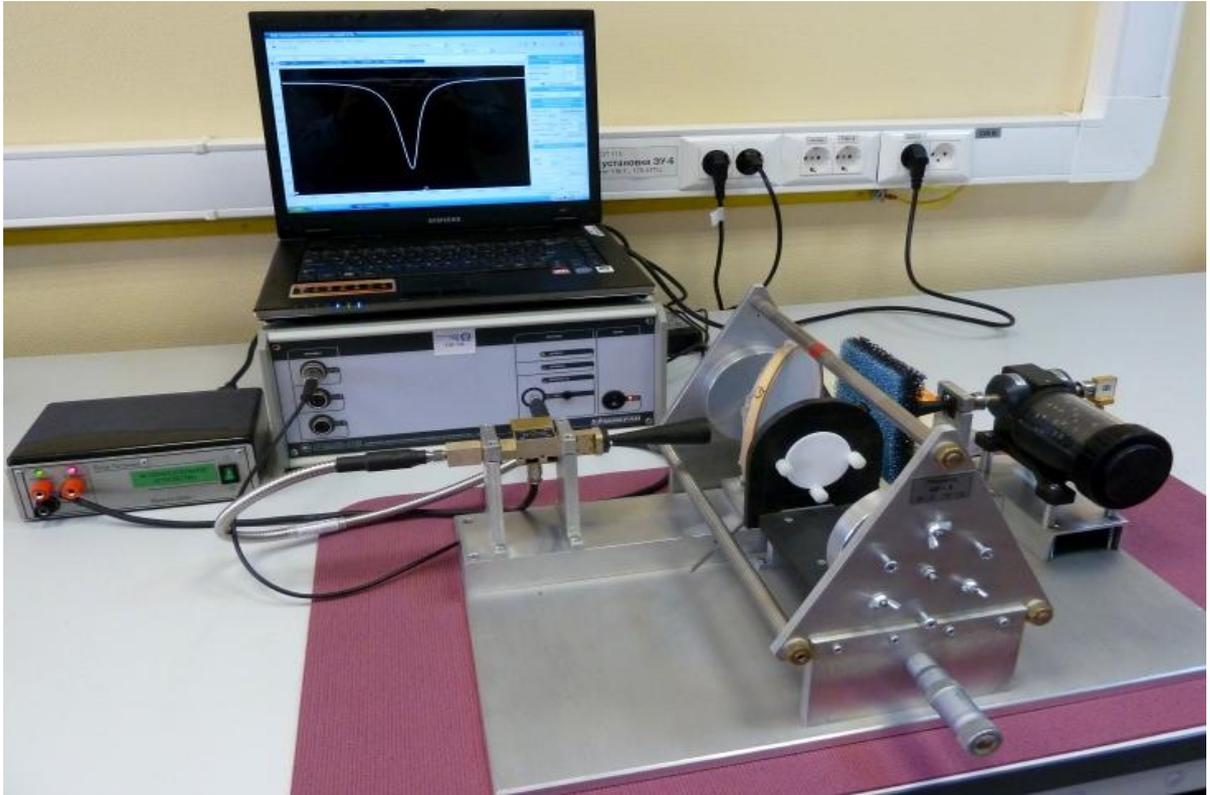


Рис.3.5. Установка с открытым резонатором в диапазоне частот от 78 до 118 ГГц

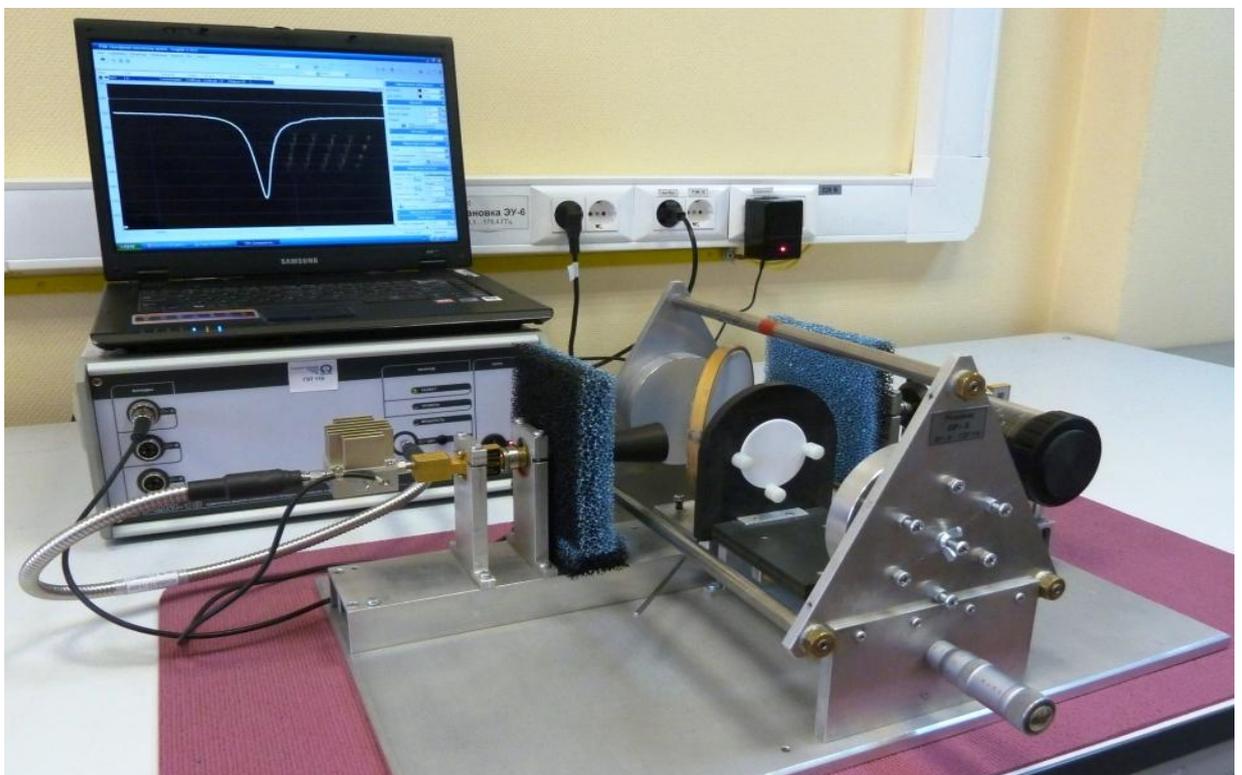


Рис.3.6. Установка с открытым резонатором в диапазоне частот от 118 до 178 ГГц

На рис.3.7 приведен экспериментальный резонансный спектр коэффициента передачи измерительного тракта в полосе частот от $6 \times 13,716$ ГГц до $6 \times 14,228$ ГГц.

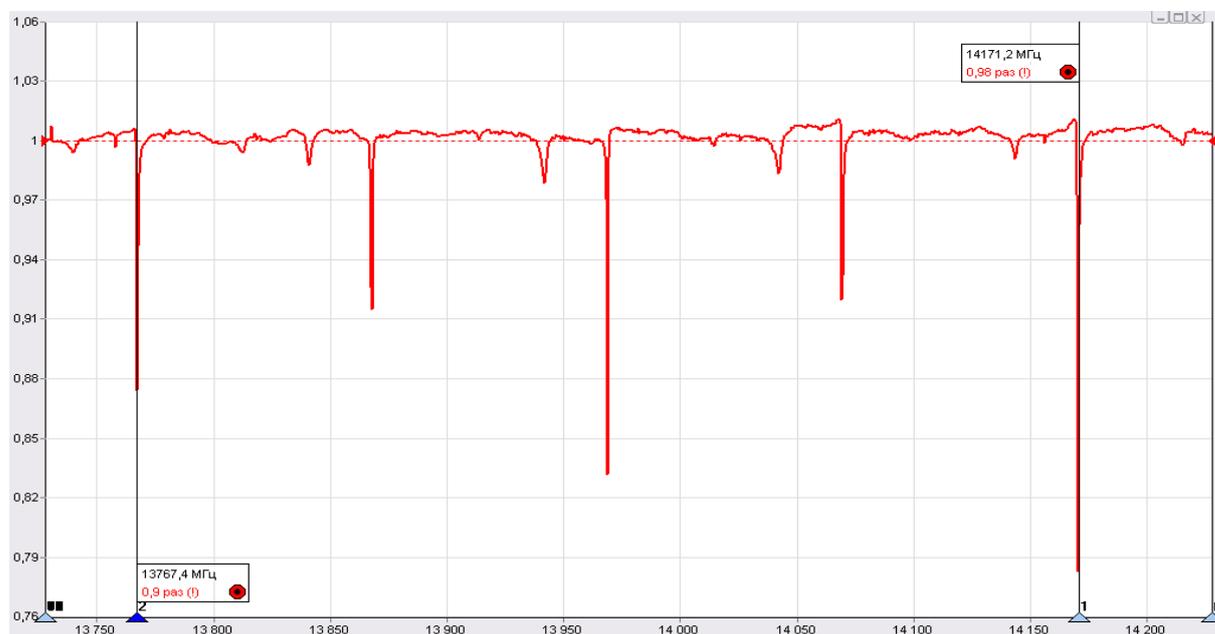


Рис.3.7. Коэффициент передачи измерительного тракта с открытым резонатором в полосе частот от $6 \times 13,716$ ГГц до $6 \times 14,228$ ГГц

Устройство крепления и перемещения образца должно обеспечивать положение плоскопараллельного образца вблизи плоскости симметрии резонатора перпендикулярно его оси и возможность перемещения образца вдоль оси резонатора в пределах не менее полутолщины наиболее толстых измеряемых образцов и не менее полуволны для точной настройки положения образца в центре резонатора. Размеры устройства крепления и перемещения образца должны быть такими, чтобы не перекрывать гауссов пучок и не приводить к отражению и поглощению волн в резонаторе. Это означает, что диаметр отверстия в диафрагме, к которой прижимается образец, должен быть лишь немного меньше диаметра образца, и значительно больше диаметра гауссова пучка в центральной области резонатора $2w_0$. Параметр w_0 в плоскости $z=0$ обратно пропорционален рабочим частотам резонатор, так при $f_{раб1} = 53$ ГГц, $w_{01} \approx 10$ мм и при $f_{раб2} = 178$ ГГц, $w_{02} \approx 5,5$ мм.

Устройство для крепления образца (рис.3.8) состоит из полимерной пластины - диафрагмы толщиной 10 мм с отверстием диаметром 48 мм в центре и каретки с микрометрическим винтом перемещения. Исследуемые образцы прижимаются к диафрагме с помощью диэлектрических винтов М3 из капролона. Диафрагма с образцом находится на подвижном основании каретки, плоскость диафрагмы ортогональна оси резонатора. Каретка

с диафрагмой может перемещаться вдоль оси резонатора с помощью микрометрической головки, вынесенной за пределы резонатора.

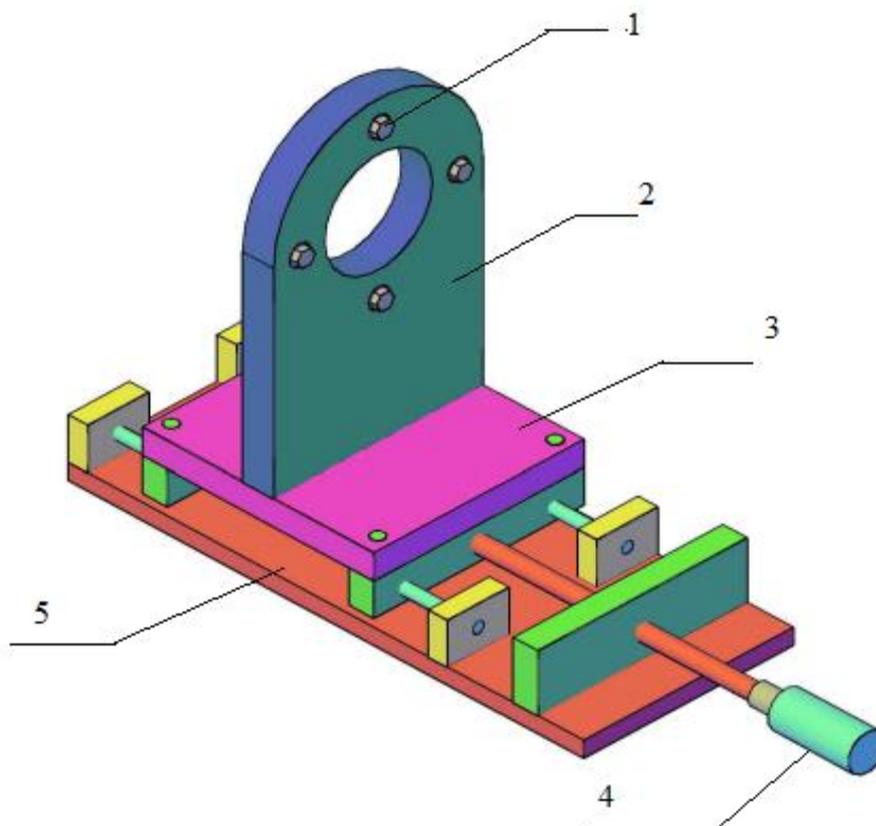


Рис.3.8. Устройство крепления и перемещения диэлектрического образца. 1– прижимной винт из капролона; 2– полимерная диафрагма для крепления образца; 3 – подвижное полимерное основание; 4 – микрометрический винт; 5 – основание из дюралюминия.

Настройка, испытания резонаторов и установки проводились по следующей программе. После сборки открытого двухзеркального резонатора проводилась промывка его зеркал без протирки. Подвижное зеркало устанавливалось на расстоянии около 250 мм от неподвижного зеркала. Вначале проверялся и настраивался весь тракт без резонатора и рупоров. После сборки и включения анализатора цепей Р2М-18, усилителей СВЧ и умножителей с детектора был получен сигнал. Измерителя мощности на данный диапазон частот в нашем распоряжении не было, поэтому оценка уровня мощности гармоники проводилась по выходному напряжению и паспортной чувствительности детекторов КДВ-118, КДВ-178 (таблица 3.3) и была близкой к паспортной для умножителя (таблица 3.4).

Характеристики детекторов КДВ118/178 отличаются от характеристик штатных детекторов (датчиков ослабления) прибора Р2М-18, поэтому результаты измерения характеристик тракта на гармониках сигнала Р2М-18 будут недостоверны без калибровки

всего тракта с усилителями и умножителями по ослаблению. Такая калибровка возможна на любой частоте диапазонов 78 – 118 и 118 – 178 ГГц с помощью поляризационных аттенюаторов АП20, АП19, постоянно включенных в измерительный тракт. Перед калибровкой по аттенюатору производится калибровка нулевого уровня ослабления прибора Р2М-18 в соответствии с его инструкцией при нулевом ослаблении поляризационного аттенюатора АП20, АП19. Процедура калибровки состоит в установке различных уровней ослабления по аттенюатору и сравнении их с показаниями ослабления по прибору Р2М-18. На рис.3.8 приведен типичный калибровочный график. График близок к линейному и может быть аппроксимирован аналитической зависимостью для программной коррекции результатов измерения с детекторами КДВ118/178 на шестой и девятой гармониках основной частоты по показаниям прибора Р2М-18.

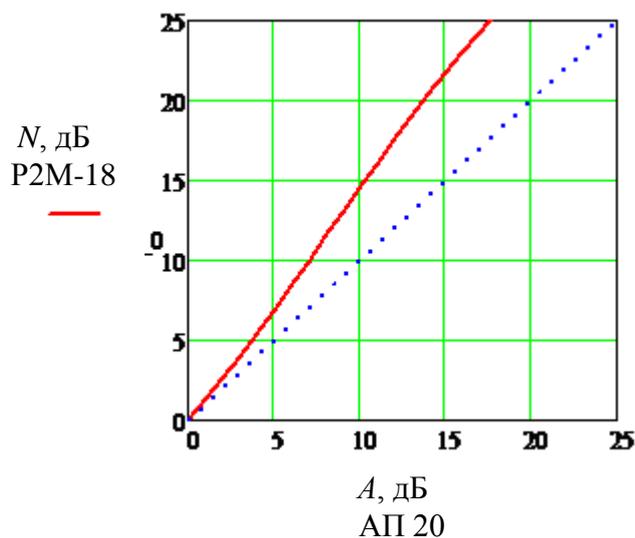


Рис.3.9. Калибровочный график ослабления прибора Р2М-18 (N , дБ) с детектором КДВ-118 по аттенюатору АП 20 (A , дБ) (частота 81 ГГц)

Важным является вопрос достижения максимальной мощности сигнала на гармонике при допустимом уровне входного сигнала умножителя. Исследовалась зависимость уровня мощности рабочей гармоники в зависимости от мощности входного сигнала. Измерение мощности гармоник в диапазонах частот 78 –118, 118 – 178 ГГц требует соответствующих приборов, однако относительное измерение с целью определения уровня входной мощности, выше которого выходной сигнал гармоники уже практически не растет, может быть сделано по относительным измерениям. С этой целью уровень выходной мощности прибора Р2М-18, которая является входной мощностью умножительной цепи, изменялся программно в меню прибора. Сигнал соответствующей гармоники контролировался детекторами КДВ-118/178,

перед которыми установлен аттенюатор АП20/АП19. Возрастание мощности гармоники при увеличении входной мощности умножительной цепи (выходной мощности Р2М-18) компенсировалось ослаблением аттенюатора с тем, чтобы детектор КДВ-118/178 работал в одной и той же точке по падающей на него мощности. Прекращение роста мощности гармоники (неизменность ослабления аттенюатора) при увеличении входной мощности умножителя соответствует достижению максимальной мощности гармоники, т.е. выходу умножителя на "насыщение". По своему смыслу эта характеристика является зависимостью коэффициента преобразования частоты (потерь преобразования) от входной мощности преобразователя (умножителя). Результаты измерения на различных частотах приведены на рис. 3.10. Видно, что увеличение входной мощности умножителей выше 9 -12 дБм почти не приводит к росту гармоники, но повышает вероятность их перегрузки и отказа.

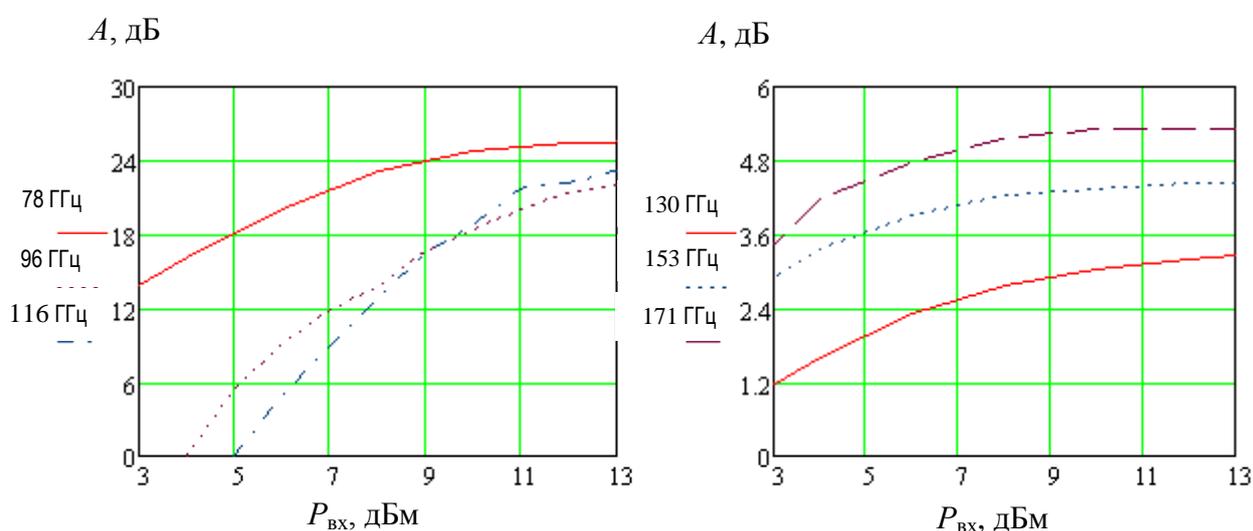


Рис.3.10. Относительная зависимость мощности гармоники от входной мощности умножителя на различных частотах

3.3. Возбуждение открытого резонатора делительной пленкой

В КВЧ диапазоне способы возбуждения резонаторов, применяемые на более низких частотах, оказываются неэффективными или полностью неприменимыми. Отверстия в зеркалах открытого резонатора, через которые вводится и выводится сигнал в резонатор и из него используются в основном до частот 70 – 100 ГГц. Отверстия создают на зеркале резкую нерегулярность, на которой происходит дифракция основного типа колебания резонатора и возбуждаются высшие типы колебаний с низкой дифракционной добротностью, что ухудшает добротность основного типа колебаний и сгущает спектр колебаний. Для эффективного возбуждения основного TEM_{00q} колебания с минимальным возбуждением

других типов колебаний нужно создать на зеркале распределение поля, близкое к гауссовому пучку. Такое распределение может быть создано рупорной антенной и введено в резонатор с помощью тонкой делительной диэлектрической пленки, как это было описано выше. На рис. 3.11 представлено возбуждение открытого резонатора в режиме "как неоднородность". Фторопластовая пленка играет роль делителя мощности. Рассмотрим коэффициенты прохождения k_{nn} и отражения k_{on} пленки по мощности в резонансной полости. Будем предполагать, что пленка фторопласта не рассеивает волны в данном диапазоне частот, диэлектрические и дифракционные потери пренебрежимо малы, тогда $k_{on} + k_{nn} = 1$. Введем обозначения: p – полная мощность, поступающая на вход резонатора, $k_{oz1,2}$ – коэффициент отражения зеркал 1 и 2, p_1 – часть мощности, проходящей через пленку к приемному рупору; p_2 – отраженная делительной пленкой мощность при первом отражении; p_3 – отраженная первым зеркалом мощность; p_4 – проходящая через пленку мощность; p_5 – отраженная от второго зеркала мощность; p_6 – отраженная пленкой мощность при втором отражении, переданная к приемному рупору. Будем считать коэффициенты отражения зеркал одинаковыми $k_{oz1} = k_{oz2} = k_{oz}$. Тогда

$$p_1 = p \cdot k_{nn}; \quad p_2 = p \cdot k_{on}(1 - k_{nn}) = p \cdot k_{on}^2; \quad p_3 = p_2 \cdot k_{oz} = p \cdot k_{on}^2 \cdot k_{oz};$$

$$p_4 = p_3 \cdot k_{nn} = p \cdot k_{on}^2 \cdot k_{oz} \cdot k_{nn}; \quad p_5 = p_4 \cdot k_{oz} = p \cdot k_{on}^2 \cdot k_{oz}^2 \cdot k_{nn}; \quad p_6 = p_5 \cdot k_{on} = p \cdot k_{on}^3 \cdot k_{oz}^2 \cdot k_{nn}$$

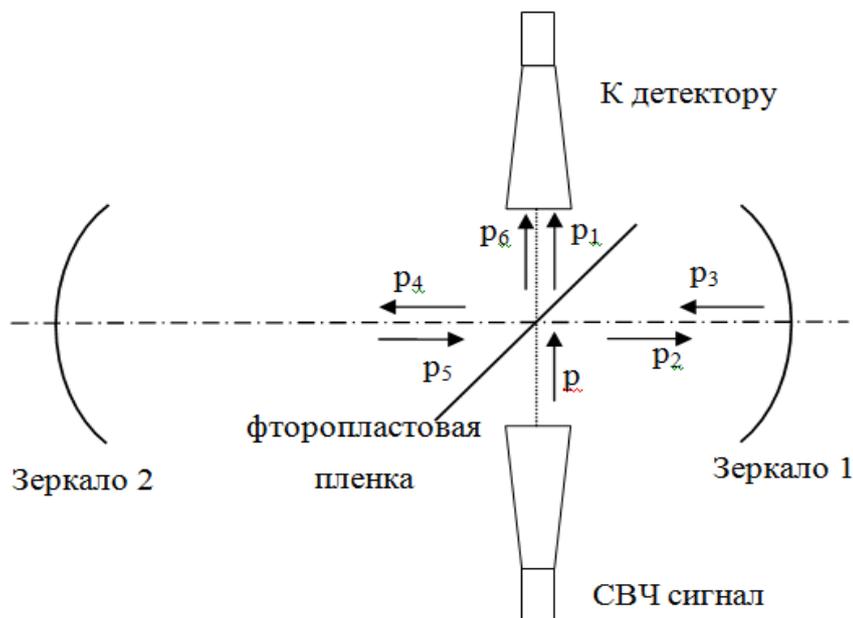


Рис.3.11. Возбуждение открытого двухзеркального резонатора в режиме "как неоднородность"

Пренебрегая потерями в пленке, найдем проходящую через пленку к первому зеркалу и участвующую в следующем проходе мощность

$$P'_6 = P_5 - P_6 = P_5(1 - k_{on}) = p \cdot k_{on}^2 \cdot k_{oz}^2 (1 - k_{on})^2.$$

Коэффициент передачи мощности через ОР равен

$$k_n = \frac{P_1 + P_6}{p} = (1 - k_{on}) [1 + k_{on}^3 \cdot k_{oz}^2]. \quad (3.1)$$

Преобразуем (3.1) и получим

$$k_{on}^4 k_{oz}^2 - k_{on}^3 k_{oz}^2 + k_{on} - (1 - k_n) = 0. \quad (3.2)$$

Из (3.2), зная коэффициенты отражения зеркал [115], через измеряемые коэффициенты передачи ОР, можно найти коэффициент отражения фторопластовой пленки.

В оптическом приближении можно считать пленку плоским диэлектрическим слоем, находящимся на пути распространения плоских волн [116, 117]. Во всех случаях, угол падения волн из первой среды (воздуха) во вторую – пленку фторопласта Ω_1 равен 45° . По формуле Снеллиуса, угол преломления падающей плоской волны в диэлектрике будет

$$\Omega_2 = \arcsin(n_1 \sin(\Omega_1) \cdot n_2^{-1}).$$

На границе сред воздуха – диэлектрической пленки коэффициенты прохождения t_{12} , t_{21} и отражения вычитаются по формуле Френеля

$$t_{12} = \frac{2n_1 \cos \Omega_1}{n_1 \cos \Omega_1 + n_2 \cos \Omega_2}; \quad t_{21} = \frac{2n_2 \cos \Omega_2}{n_1 \cos \Omega_1 + n_2 \cos \Omega_2}, \quad r_{12} = \frac{n_1 \cos \Omega_1 - n_2 \cos \Omega_2}{n_1 \cos \Omega_1 + n_2 \cos \Omega_2}; \quad r_{21} = -r_{12}$$

Здесь n_1 и n_2 – коэффициенты преломления сред 1 и 2 соответственно. Тогда коэффициенты отражения и прохождения R , T через слой диэлектрика – фторопласта толщиной d [117, 118] будут

$$R = r_{12} (1 - e^{-i \cdot 2 \cdot k \cdot d \cdot \cos \Omega_2}) (1 - r_{12}^2 e^{-i \cdot 2 \cdot k \cdot d \cdot \cos \Omega_2})^{-1} \quad (3.3)$$

$$T = (1 - r_{12}^2) e^{-i \cdot 2 \cdot k \cdot d \cdot \cos \Omega_2} (1 - r_{12}^2 e^{-i \cdot 2 \cdot k \cdot d \cdot \cos \Omega_2})^{-1} \quad (3.4)$$

При одном материале пленки, в (3.3) и (3.4) коэффициенты отражения и прохождения пленки зависят от толщины d пленки. В работе использовалась пленка фторопласта толщиной $d = 25$ мкм, $\varepsilon_2 = 2,05$. Данным методом получены $\Omega_2 = 0,517$; $r_{12} = -0,276$; $t_{12} = 0,724$; $t_{21} = 1,276$; $R = -4,231 \cdot 10^{-3} - 0,046 \cdot i$ и $T = 0,985 - 0,168 \cdot i$.

Параметры диэлектрической пленки, в том числе толщина пленки, заметно влияют на измеренные резонансные частоты. Вопрос о влиянии наклонной и перемещаемой

диэлектрической пленки изучен в [119, 120]. Нами исследовано влияние фторопластовой пленки с тремя различными толщинами 25, 35 и 50 мкм в фиксированном положении. Экспериментально получено смещение резонанса вниз по частоте и увеличение коэффициента связи (глубины резонансного "провала") при увеличении толщины фторопластовой делительной пленки (рис. 3.12).

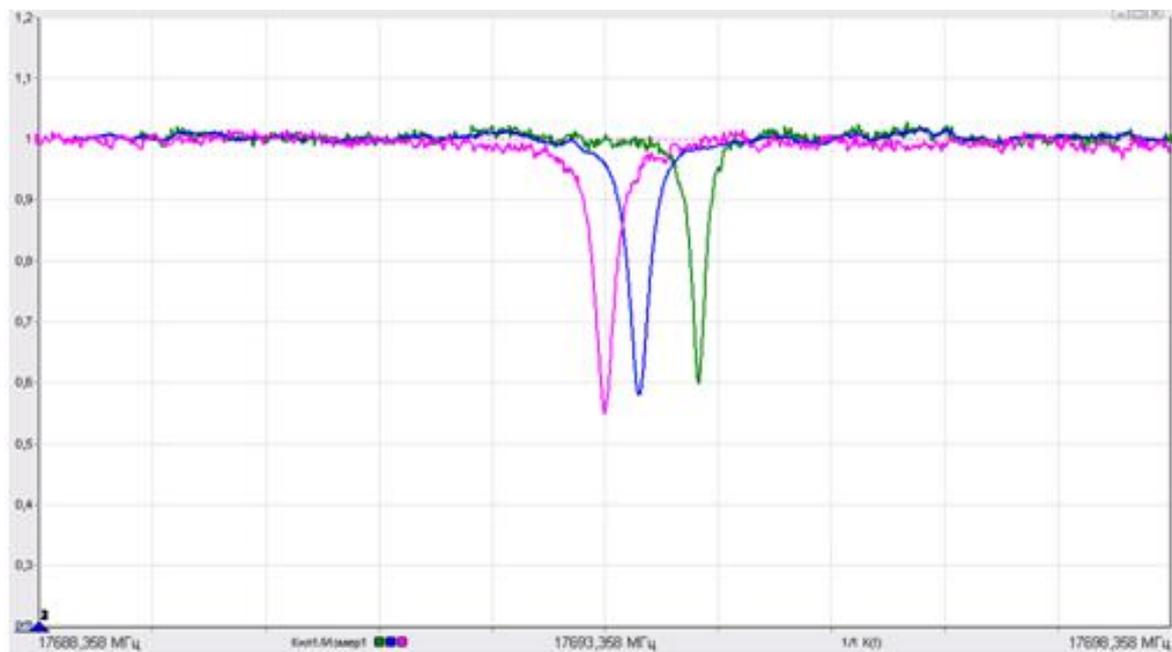


Рис. 3.12. Смещение резонанса при изменении толщины делительной пленки

Зависимость смещения резонансной частоты от толщины пленки близка к линейной при исследованных толщинах пленки. В результате аппроксимации экспериментальной зависимости и экстраполяции к нулевой толщине пленки получено выражение для несмещенной резонансной частоты f_0 от толщины пленки d (мкм)

$$f_0 = f_d(1 + 2.02 \cdot 10^{-6} \cdot d), \quad (3.5)$$

где f_d – экспериментальная резонансная частота резонатора с фторопластовой делительной пленкой толщиной d (мкм). Таким образом, по зависимости (3.5) можно определить скорректированную резонансную частоту при «нулевой» толщине пленки. Полученные скорректированные значения резонансных частот использовались для вычисления геометрических размеров - длины резонатора и радиуса кривизны зеркал.

Экспериментальные исследования показали также зависимость параметров открытого двухзеркального резонатора от положения делительной пленки: угла поворота к оси резонатора и наклонов. В окончательной конструкции установки предусмотрена возможность поворота плоскости делительной пленки около положения 45° и ее небольших

наклонов. Такая юстировка необходима также для компенсации отклонений плоскости исследуемого образца от нормали к оси резонатора.

3.4. Калибровка измерительного тракта и детектора

Анализатор цепей P2M-18 выполняет калибровку входящих в его комплект детекторов (датчиков КСВ и ослабления) и обеспечивает обработку данных после детектирования сигналов. Фактически, при калибровке измеряется собственная АЧХ прибора, в дальнейшем используются данные калибровки как поправочный множитель при выводе результатов измерения. При установке новой полосы частот измерения такая калибровка должна выполняться сначала. Процедуры калибровки различаются для проходной схемы включения резонатора через два элемента связи (которая используется в установках ниже 78 ГГц) и для включения резонатора «как неоднородность», т.е. через один элемент связи. В первом случае (рис.3.13) для калибровки необходимо исключить резонатор из измерительного тракта и подключить детектор вместо входа резонатора, чтобы определить уровень падающей на резонатор мощности. После калибровки, калибровочные данные сохраняются в компьютере (рис. 3.14).

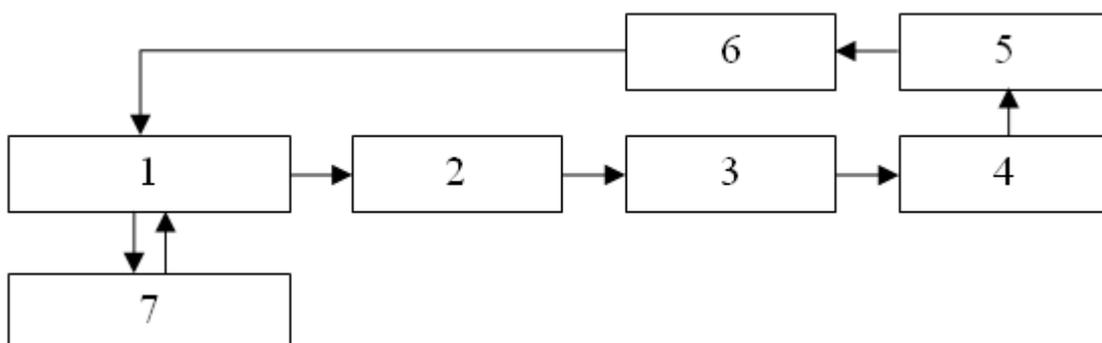


Рис.3.13 Схема соединения элементов в диапазоне частот до 78 ГГц для калибровки. 1–анализатор цепей P2M-18, 2–усилитель мощности, 3–умножитель частоты, 4–аттенюатор, 5–поляризационный аттенюатор, 6–детектор, 7–компьютер.

Калибровочные данные КП

Калибровочные данные КП
 Дата: 22.07.2014 14:23:38
 Точек: 1001
 Мощность: 12 дБм
 Ослабление: 12 дБ
 Диапазон: 13000-19000 МГц
 Усреднение: 3

№	МГц	дБм
1	13000	-34,969
2	13006	-34,925
3	13012	-34,541
4	13018	-34,254
5	13024	-34,319
6	13030	-33,933
7	13036	-33,772
8	13042	-33,831
9	13048	-33,981
10	13054	-33,951

OK Отмена

Рис.3.14. Калибровочные данные в программе Graphit P2M2.1rc7.

Во втором случае вне резонансов на детектор проходит вся падающая на резонатор мощность. Поэтому для калибровки достаточно подавить колебания в резонаторе, что в открытом резонаторе просто осуществляется введением в него объекта с большим поглощением. Необходимо только, чтобы поглотитель не перекрывал пучок из облучающего рупора в приемный. После введения поглотителя резонатор отключается от тракта без его фактического отсоединения (рис.3.15).

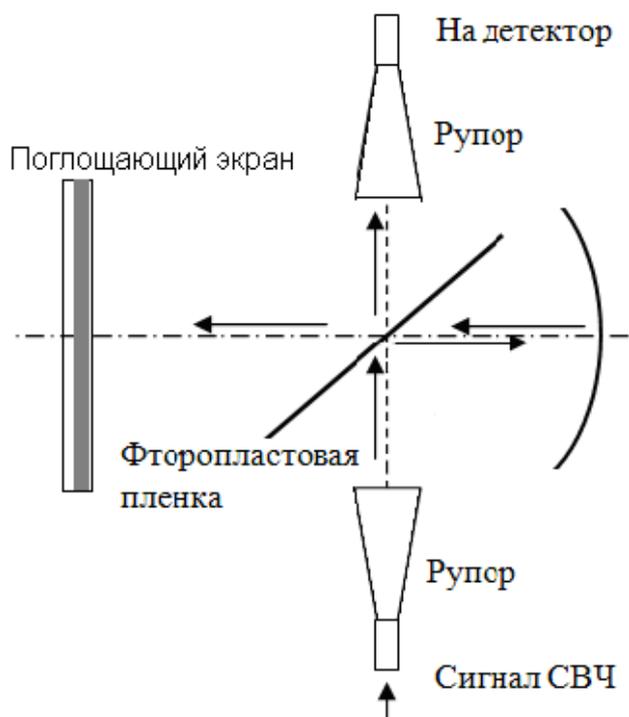


Рис.3.15. Калибровка измерительного тракта с ОР как «неоднородность» в диапазоне 78 –178 ГГц.

Характеристики детекторов КДВ-118/178 могут быть прокалиброваны по поляризационным аттенюаторам АП20, АП19, постоянно включенным в такт. Другой способ состоит в использовании известной частотной зависимости (например, резонансной) коэффициента передачи. Процедуры калибровки детектора рассмотрены в гл. 4.

Экспериментально исследовались характеристики резонаторов в установках без образцов. В таблицах 3.6 и 3.7 приведены отдельные участки резонансных спектров, значения собственных добротностей и рассчитанные параметры: расстояние между зеркалами $D = 2L$ и радиус кривизны зеркал R_0 . Отметим, что теория ОР является приближенной, поэтому $D = 2L$ и R_0 являются некоторыми эффективными параметрами, очень близкими к реальным, но изменяющимися в диапазоне частот. На их изменение влияет также непостоянство параметров атмосферы в лаборатории и резонаторе.

Таблица 3.6 –Резонансные частоты ОР 78 –118 и его параметры

Температура:23,1⁰С; Влажность:45%; Давление атмосферы: 713 мм рт. ст.

Резонансная частота, ГГц	Интервал между резонансами, МГц	Добротность	D , мм δD	R , мм δR
80,793830		187016		
81,397988	604,158	186968		
82,002216	604,228	167855	248,008	150,545
82,606329	604,113	193837	$4,88 \cdot 10^{-5}$	$3,42 \cdot 10^{-5}$
83,210564	604,235	198777		
83,814970		192085		
84,419120	604,150	180249		
85,023311	604,191	171924	248,01	150,26
85,627587	604,276	183991	$9,52 \cdot 10^{-5}$	$9,36 \cdot 10^{-5}$
86,231790	604,203	170726		

Таблица 3.7 – Резонансные частоты ОР 118 –178 и его параметры

Температура: 23,3⁰С; Влажность: 48%; Давление атмосферы: 715 мм рт. ст.

Резонансная частота, ГГц	Частотный интервал, МГц	Добротность	D , мм δD	R , мм δR
140,819804		100160		
141,425079	605,275	143981		
142,029778	604,699	105569		
142,634616	604,838	164305		
143,239992	605,376	91541	247,637	149,851
143,844731	604,739	112235	$1,55 \cdot 10^{-4}$	$1,67 \cdot 10^{-4}$
144,450188	605,457	113376		
145,055376	605,188	187484		
145,660360	604,984	93620		
146,265588	605,228	114257		
171,074617		119985		
171,679857	605,240	112877		
172,284941	605,084	107427		
172,889904	604,963	108430		
173,494941	605,037	123174	247,640	148,969
174,099691	604,750	120087	$1,48 \cdot 10^{-4}$	$1,56 \cdot 10^{-4}$
174,704951	605,260	93186		
175,310574	605,623	126215		
175,915458	604,884	160389		
176,520342	604,850	155233		

Из таблиц видно, что спектр резонаторов практически эквидистантный, с постоянным частотным интервалом между резонансами. Добротность составляет 100 000 -200 000, что достаточно для измерения параметров слабопоглощающих материалов.

3.5. Выводы

1. Экспериментально реализована возможность получения сигнала в диапазонах частот 78 – 118 ГГц и 118 – 178 ГГц с достаточной для диэлектрических измерений мощностью, высокой стабильностью частоты и компьютерным управлением частотой на основе скалярного анализатора цепей P2M-18 и цепи умножения и усиления сигнала на компонентах российского производства.

2. Разработана конструкция и изготовлены двухзеркальные открытые измерительные резонаторы на диапазоны частот 78 – 118 ГГц и 118 – 178 ГГц с делительной фторопластовой пленкой для возбуждения. Параметры гауссова пучка в резонаторах обеспечивают измерение образцов с диаметром 50 мм и более. Собственная добротность резонаторов составляет $(1-2) \cdot 10^5$. Расстояние между зеркалами в резонаторах задается стойками из инвара, что обеспечивает малую температурную нестабильность резонансных частот на уровне $(1 - 1,5) \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

3. Разработаны и изготовлены установки с открытыми резонаторами для исследования диэлектрических свойств материалов в диапазонах частот 78 – 118 ГГц и 118– 178 ГГц. Применение в составе установок поляризационных аттенуаторов позволяет проводить калибровку всего измерительного тракта и учитывать неравномерность выходной мощности умножителей и чувствительности детекторов в диапазоне частот.

4. Применение схемы включения открытого резонатора "как неоднородность" через один элемент связи –делительную пленку позволяет уменьшить влияние элементов связи на сдвиг резонансных частот в сравнении с проходной схемой включения через два элемента связи, контролировать степень неравномерности амплитудно-частотной характеристики измерительного тракта (см. рис.3.6) и более полно использовать мощность источника КВЧ сигнала. Калибровка измерительного тракта при такой схеме включения также существенно упрощается, поскольку ее можно выполнить с введенным в резонатор поглотителем, без исключения самого резонатора из тракта.

5. Экспериментальное исследование установок показало их работоспособность в частотных диапазонах 78– 118 ГГц и 118– 178 ГГц. Полученные экспериментально параметры измерительных резонаторов близки к расчетным.

4. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

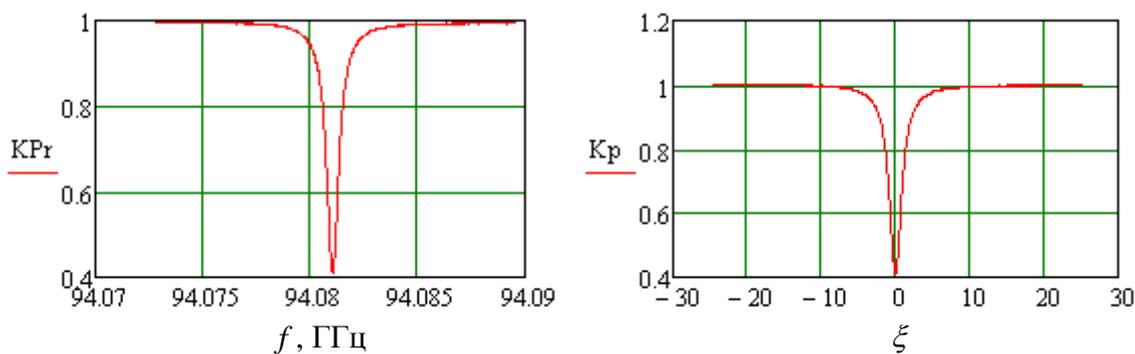
4.1 Аппроксимация резонансных характеристик и определение размеров резонатора

Измеренные резонансные зависимости в виде двумерного числового массива частот и соответствующих значений коэффициентов передачи тракта с резонатором в 5001 точке встроенной программой прибора Р2М-18 сохраняются в файле. Далее файл считывается программой аппроксимации резонансной зависимости, написанной в среде "Mathcad 14.0". Числовой массив преобразуется к нормированному виду с зависимостью от обобщенной расстройки резонанса ξ . Программа аппроксимации находит шесть неизвестных параметров обобщенной резонансной функции [121], учитывающей нерезонансное просачивание сигнала

$$y(\xi) = \frac{u_5}{(1+u_0)^2} \left(T + u_0^2 + 2u_0 \sqrt{T} \cdot \cos \left(\arctg \frac{u_2(1-u_1)(\xi+u_3)}{u_1+u_2^2(\xi+u_3)^2} + u_4 \right) \right), \quad (4.1)$$

$$T = \frac{u_1^2 + u_2^2(\xi+u_3)^2}{1+u_2^2(\xi+u_3)^2},$$

где: u_0 – относительное просачивание сигнала по напряжению, u_1 – коэффициент передачи по напряжению, u_2 – поправочный множитель к добротности, u_3 – смещение обобщенной расстройки, u_4 – фаза сигнала просачивания, u_5 – нормирующий множитель. На рис. 4.1 приведен пример экспериментальной резонансной зависимости (а) и нормированной (б).



а)

б)

Рис. 4.1. Экспериментальная (а) и нормированная (б) резонансные зависимости при $f = 94,081$ ГГц ($Q_0 = 170\,000$).

С использованием функции *Genfit* из "Mathcad 14.0" программа аппроксимации по начальными приближениям находит параметры резонансной кривой по методу наименьших квадратов. На рис.4.2а приведен пример аппроксимации резонанса с найденными параметрами $u_0=0,0114$; $u_1=0,501$; $u_2=0,969$; $u_3=-0,026$; $u_4=5,404$; $u_5=1,008$. На рис. 4.2б показана разность Δ между экспериментальными данными и аппроксимирующей функцией, которая не превосходит 0,25 %.

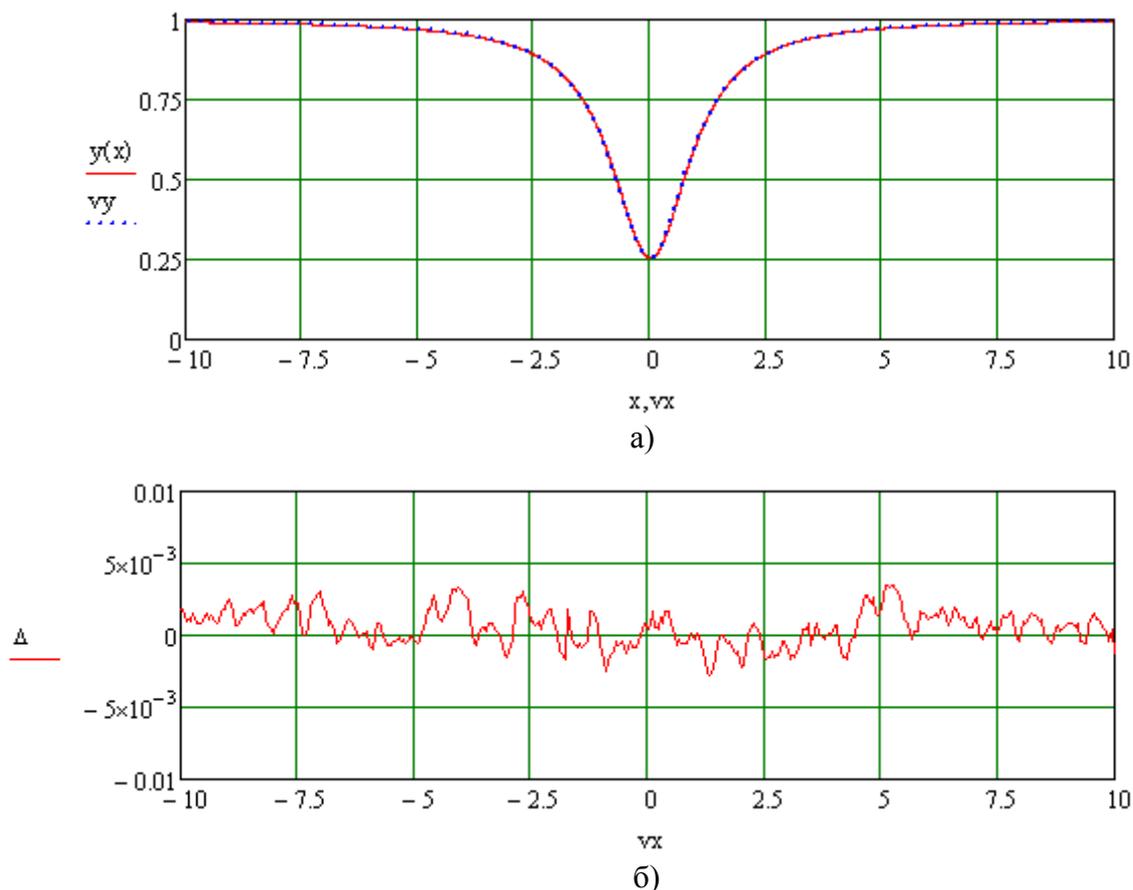


Рис.4.2. Аппроксимация экспериментальной резонансной характеристики (а) и отклонение экспериментальных данных от аппроксимирующей функции (б).

При измерении характеристик резонатора, включенного "как неоднородность" детектор работает при достаточно высоком уровне сигнала, который в пределах резонанса с коэффициентом связи $\beta \leq 0,6$ изменяется на 1,5 – 2 дБ. В таких пределах отличие характеристики реального детектора от квадратичной модели обычно несущественно. Так, на рис.4.2. не видно систематических отклонений от квадратичной модели при перепаде мощности в пределах резонанса в 4 раза (6 дБ).

При измерении характеристик проходного резонатора со слабыми связями (большим ослаблением) детектор работает при малых уровнях сигнала, но его перепад в пределах резонанса оказывается значительным (от $-\infty$ дБ до -40...-25 дБ). В этом случае отклонение характеристики детектора от квадратичной модели может быть существенным и приводить к

погрешности измерения добротности. При аппроксимации характеристик проходных резонаторов без калибровки детектора отклонение Δ достигало 8 %. Калибровка детектора может быть сделана с помощью поляризационных аттенуаторов. Другой менее трудоемкий способ состоит в использовании известной частотной зависимости относительного изменения мощности (коэффициента передачи), в частности, резонансной характеристики измерительного резонатора. Рассмотрим возможность учета характеристики детектора по известной частотной зависимости коэффициента передачи в окрестности резонанса.

Классическая нормированная резонансная характеристика коэффициента передачи по мощности имеет вид

$$y(x) = \left(\frac{1}{\sqrt{1+x^2}} \right)^2 = \frac{1}{1+x^2}, \quad (4.2)$$

где $\sqrt{y(x)} = 1/\sqrt{1+x^2}$ - коэффициент передачи "по напряжению", x - обобщенная расстройка. Реальный детектор производит над резонансной характеристикой преобразование $y(x) \Rightarrow f(x)$, которое в простейшем случае можно представить как возведение в степень

$$f(x) = [y(x)]^{1+d} = [1/(1+x^2)]^{1+d}, \quad (4.3)$$

где d – неизвестный показатель "неквадратичности" детектора (точнее, его половина). Его нахождение производится путем аппроксимации нормированного числового массива экспериментальной (неквадратичной) резонансной кривой $f(x)$ с минимизацией суммы квадратов невязок $\sum_i \{f(x_i) - [y(x_i)]^{1+d}\}^2$, где i -номер элемента числового массива экспериментальной резонансной характеристики. Исправленная на "неквадратичность" детектора резонансная кривая получается обратным преобразованием числового массива экспериментальной резонансной кривой

$$Y(x_i) = \sqrt[1+d]{f(x_i)} \approx 1/(1+x_i^2). \quad (4.4)$$

Таким образом, аппроксимация экспериментального нормированного массива резонансной характеристики проходного резонатора по (4.3) позволяет найти показатель "неквадратичности" d детектора и затем провести преобразование экспериментального числового массива резонансной характеристики по (4.4). После этого скорректированный на "неквадратичность" детектора массив $Y(x_i)$ аппроксимируется резонансной кривой более общего вида, учитывающей возможное смещение максимума резонансной кривой, приближенное значение обобщенной расстройки и коэффициента передачи на резонансе

$$F(x, v) = a / (1 + b \cdot (x + c)^2), \quad (4.5)$$

где ν - вектор искомых параметров аппроксимации: a - поправка к коэффициенту передачи по мощности; b – квадрат поправки к добротности; c – смещение обобщенной расстройки.

С использованием описанных выше способов аппроксимации измерялись параметры резонаторов без образцов диэлектрика и с исследуемыми образцами (см. гл.2, п.2.5). Результаты измерения резонансных частот, собственной добротности резонаторов без образцов и рассчитанные по спектру размеры и их средние квадратические отклонения среднего (СКО) приведены, в таблицах П1, П2, П3, П4 Приложения 2. Усредненные по рабочему диапазону частот каждого резонатора параметры приведены в таблице 4.1.

Таблице 4.1 –Параметры открытых двухзеркальных резонаторов

Тип ОР	$\overline{\Delta f}$, МГц	\overline{D} , мм	$\delta D(\text{СКО})$	\overline{R}_0 , мм	$\delta R_0(\text{СКО})$
ОР53-78	601,621	249,063	$4,84 \cdot 10^{-5}$	150,609	$3,56 \cdot 10^{-5}$
ОР78-118	604,136	248,019	$5,34 \cdot 10^{-5}$	152,178	$4,97 \cdot 10^{-5}$
ОР118-178	605,120	247,635	$6,17 \cdot 10^{-5}$	151,228	$8,52 \cdot 10^{-5}$

4.2. Экспериментальная процедура

Возможны два метода измерения диэлектрических параметров в открытом резонаторе: при фиксированной частоте и переменной длине резонатора и при фиксированной длине резонатора и переменной резонансной частоте. Первый метод требует микрометрического механизма высокой точности для перемещения зеркала с целью восстановления резонансной частоты после внесения в резонатор исследуемого образца. Зависимость резонансной частоты от положения образца в резонаторе делает этот метод малоприменимым для сферического резонатора с симметричным расположением образца. Его применение для полусферического резонатора с образцом на плоском зеркале рассматривалось в ряде работ [86, 100-103], однако с повышением частоты (укорочением длины волны) точность этого метода будет неизбежно падать.

В данной работе используется метод измерения при фиксированной длине резонатора и переменной частоте. Измерение диэлектрической проницаемости в этом методе состоит в измерении резонансной частоты (частот) резонатора с образцом, измерению толщины образца и решению уравнений (2.5), (2.6) на измеренных резонансных частотах. Следует отметить, что в резонаторе кроме основного типа колебаний TEM_{00q} наблюдаются и колебания высших типов. Основные резонансы, используемые для определения диэлектрических параметров, хорошо отличаются от других резонансов высших типов, наблюдаемых в резонаторе (рис.4.3). Для упрощения задачи определения рабочих колебаний моделируется спектр резонатора с образцом.

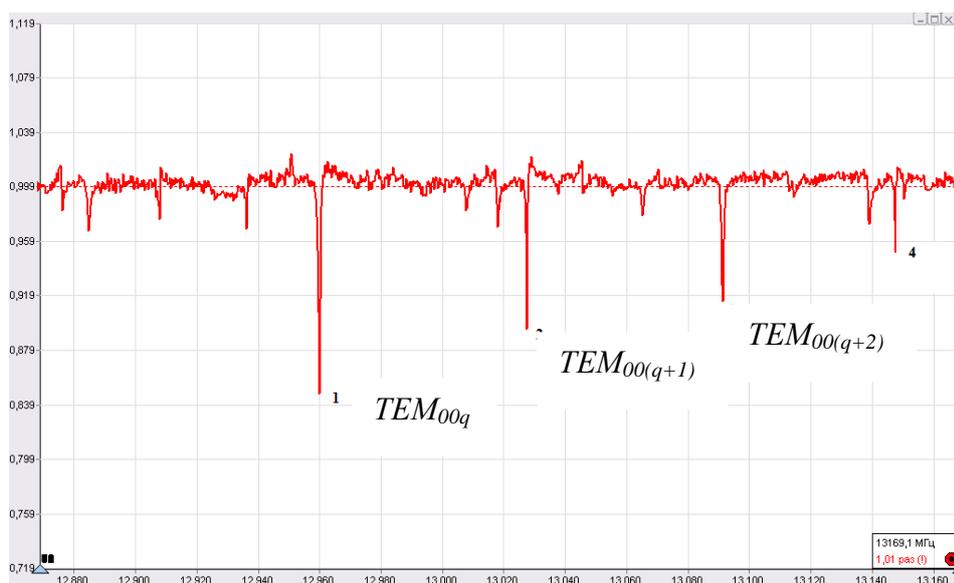


Рис. 4.3. Резонансы колебания основного типа TEM_{00q} и резонансы колебания высших типов TEM_{mnq} в открытом резонаторе ОР 178 ГГц

Диэлектрические параметры слабопоглощающих материалов в исследуемом диапазоне частот изменяются незначительно [113,121-123], поэтому можно сравнивать результаты измерения на нескольких соседних резонансных частотах. При измерениях выполняются следующие шаги:

- устанавливается образец вблизи центра резонатора по экстремальному значению резонансной частоты;
- по приближенно известной диэлектрической проницаемости моделированием определяется частота, при которой на толщине образца укладывается целое число полуволн в нем и выбирается частотный интервал с данной частотой;
- определяются резонансы основного колебания в выбранном диапазоне частот, перемещением образца вблизи середины резонатора находится экстремальное значение каждой резонансной частоты и записывается числовой массив резонансной характеристики в полосе примерно десять полос пропускания резонатора;
- файл с массивом считывается программой аппроксимации резонансной характеристики и рассчитывается резонансная частота и собственная добротность резонанса;
- записываются резонансные характеристики нескольких соседних колебаний и проводится их аппроксимация с расчетом резонансных частот и собственной добротности;
- по резонансным частотам, собственной добротности резонатора с образцом и без образца, размерам резонатора и образца по (2.5),(2.6) и соотношениям для K_{1E} и η рассчитывается диэлектрическая проницаемость ϵ и тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg} \delta$ на каждой частоте.

Экспериментально исследовалась процедура установки образца в центре резонатора по зависимости резонансной частоты от смещения образца. В окрестности центра резонатора в пределах одной полуволны измерялось значение резонансной частоты при смещении образца по направлению к делительной пленке. Шаг смещения был $5 \cdot 10^{-2}$ мм и задавался микрометрическим винтом каретки с образцом (см. раздел 3). Измерялось относительное смещение резонансной частоты $\delta f = (f - f_0)/f_0$, где f_0 - резонансная частота при симметричном расположении образца, f - резонансная частота при смещении. Для выбранного типа колебания значение f_0 было максимальным. Теоретическая величина рассчитывалась по (2.30), (2.32) (модели двух полусферических резонаторов разной длины). Зависимости относительного смещения частоты при смещении образца показаны на рис.4.4 для образца фторопласта.

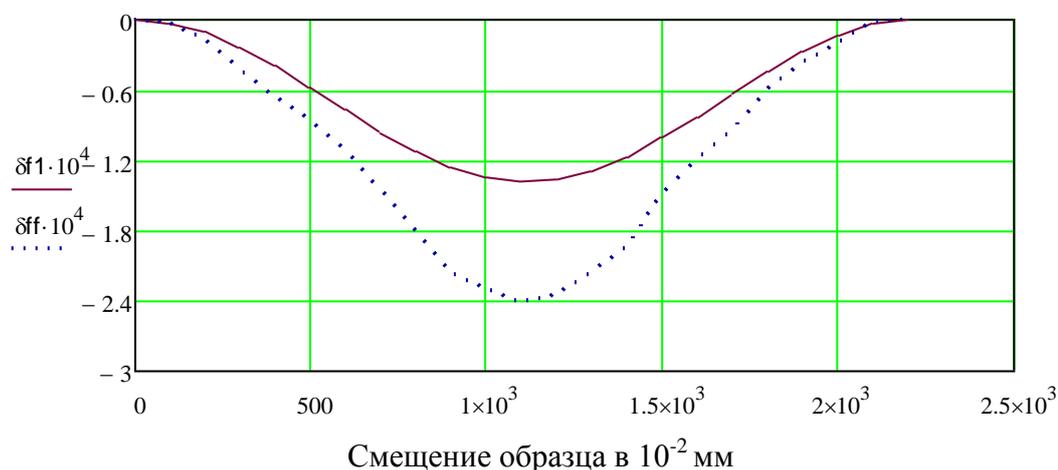


Рис.4.4. -Теоретическое (сплошная линия) и экспериментальное (пунктир линия) относительные смещения резонансных частот в зависимости от смещения образца от центра резонатора для фторопласта толщиной 1,519 мм на частоте 64,065 ГГц.

Теоретические и экспериментальные зависимости показывают одинаковый характер изменения резонансной частоты при смещении образца. В положениях через четверть волны от максимума находится минимум резонансной частоты и наоборот. Перемещение образца на несколько полуволн показывает идентичные характеристики (рис.4.5).

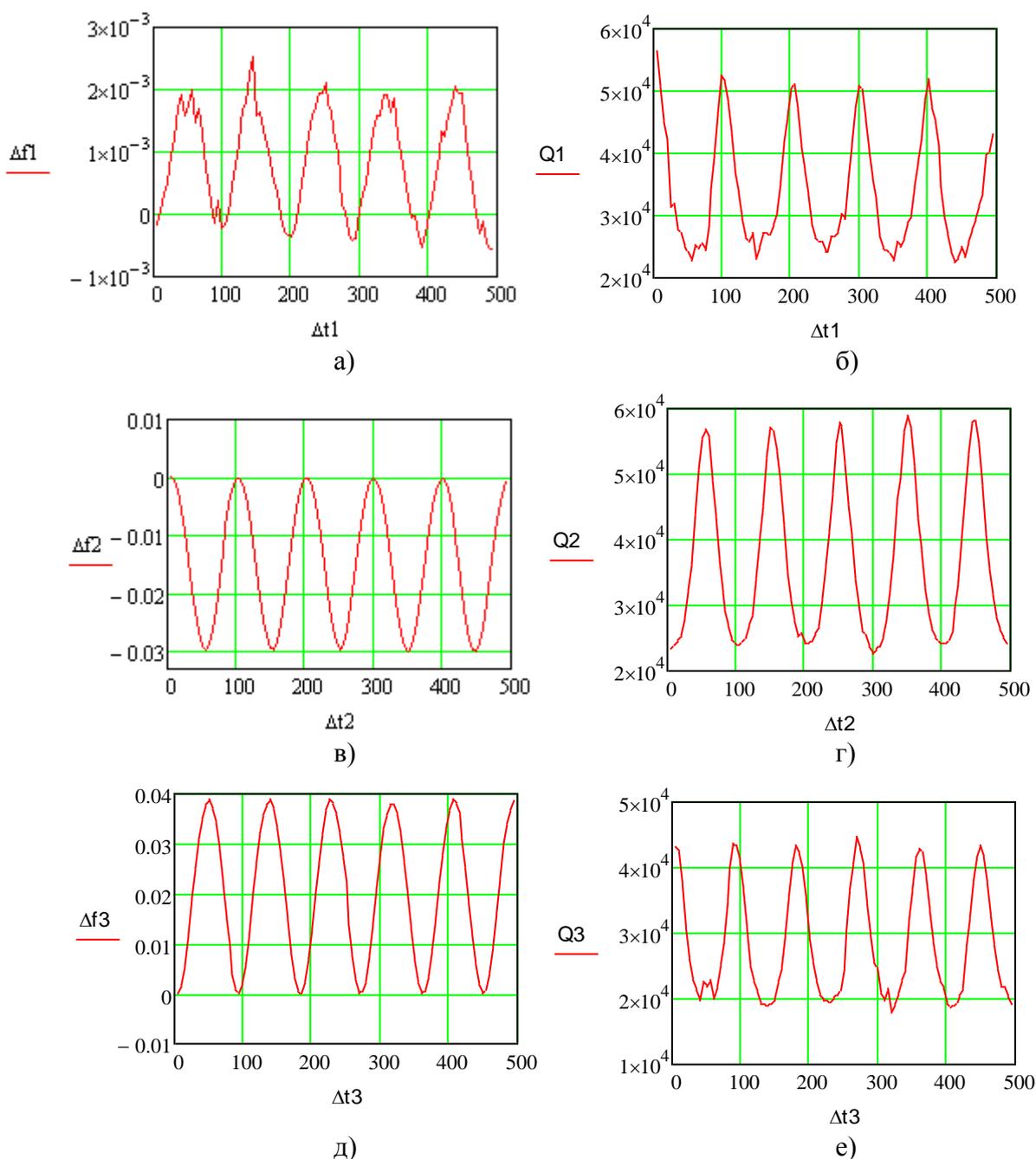


Рис. 4.5. Экспериментальные зависимости относительного смещения резонансных частот и добротности от смещения (в 10^{-2} мм) образца кварца толщиной 5,047 мм для резонансов $f_1 = 152,399$ ГГц; $f_2 = 152,964$ ГГц и $f_3 = 168,442$ ГГц.

4.3. Экспериментальные результаты

Проводилось измерение диэлектрических параметров керамики ВК100, В20, кварца нескольких марок, полиэтилена и фторопласта. Исследуемые образцы имели вид подложек 60x48 мм и дисков диаметром 50 мм. Результаты измерения представлены на рис.4.6 -4.15. Полученные данные при измерениях одного и того же образца кварца КВ на государственном эталоне единицы относительной диэлектрической проницаемости в диапазоне НЧ, на СВЧ в объемном резонаторе и КВЧ в открытом резонаторе приведены на рис. 4.12. в диапазоне частот от 1 кГц до 173 ГГц в логарифмическом частотном масштабе, Подъем $\text{tg} \delta$ выше 10^{10} Гц показывает начало полосы поглощения в терагерцовом диапазоне.

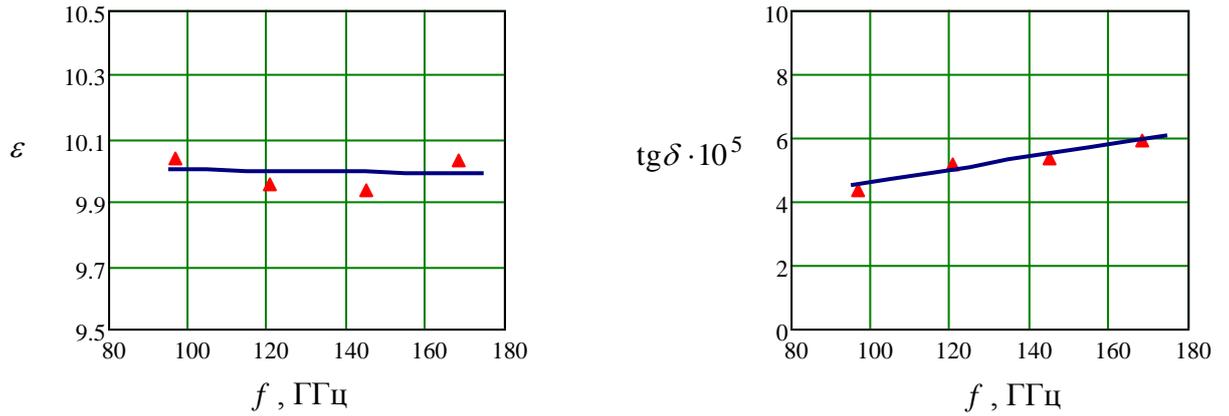


Рис.4.6. Результаты измерения ε и $\text{tg}\delta$ керамики ВК 100 $2t=1,971$ мм.

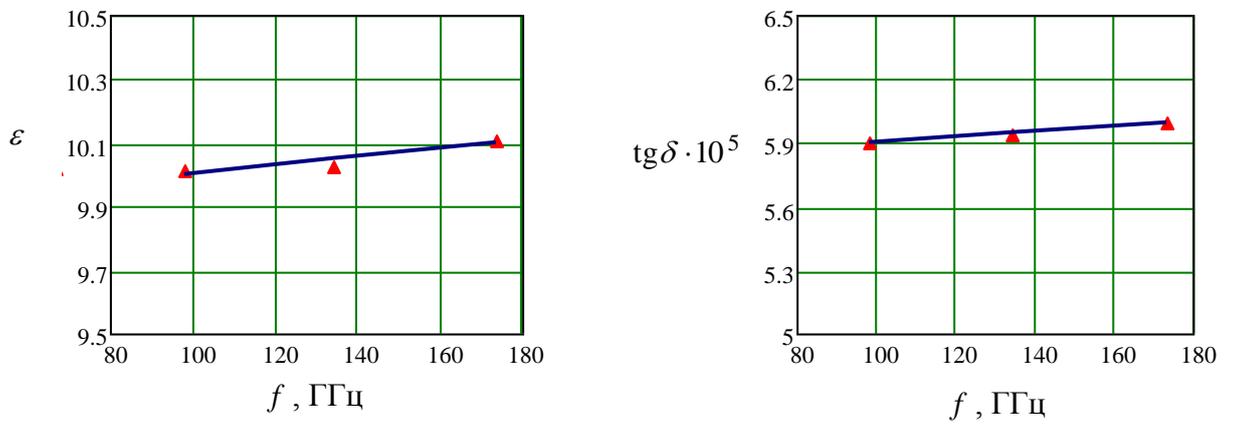


Рис.4.7. Результаты измерения ε и $\text{tg}\delta$ керамики ВК 100 толщиной 2,467 мм

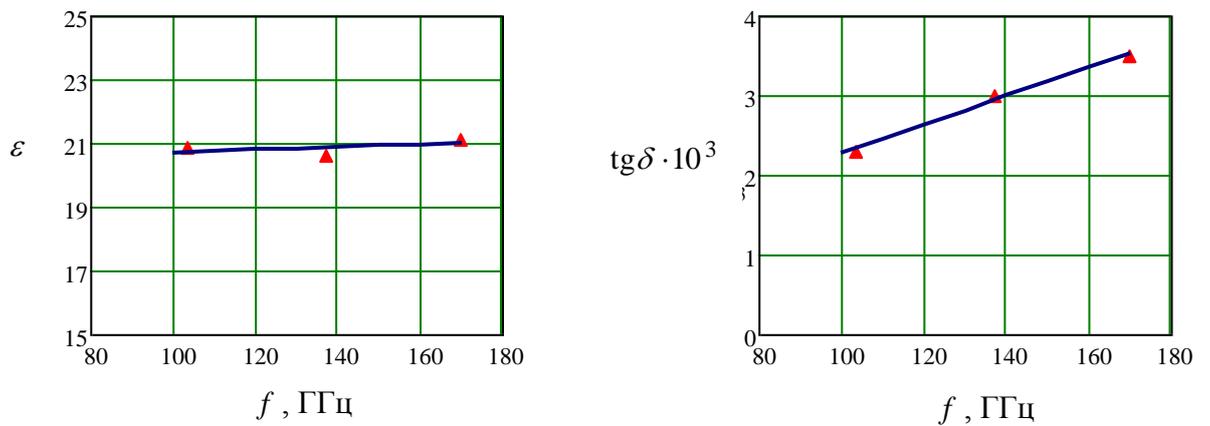
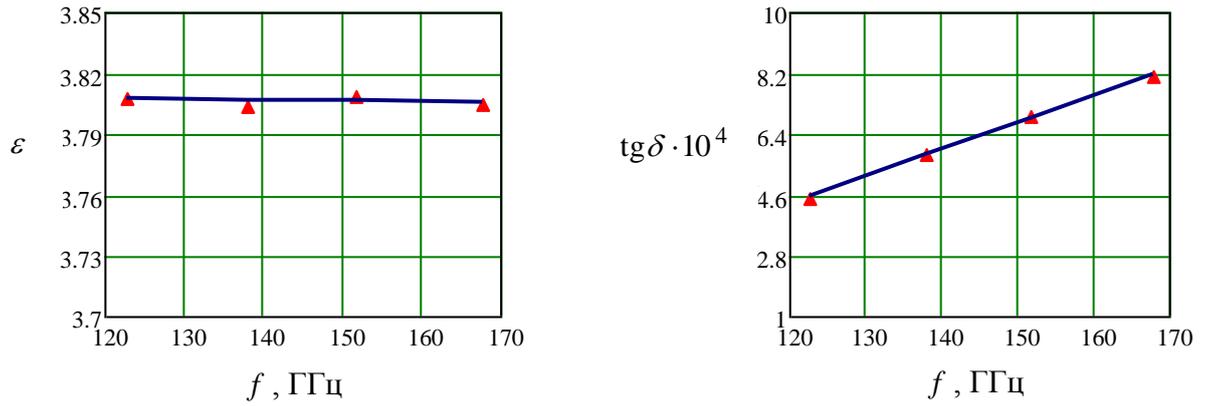
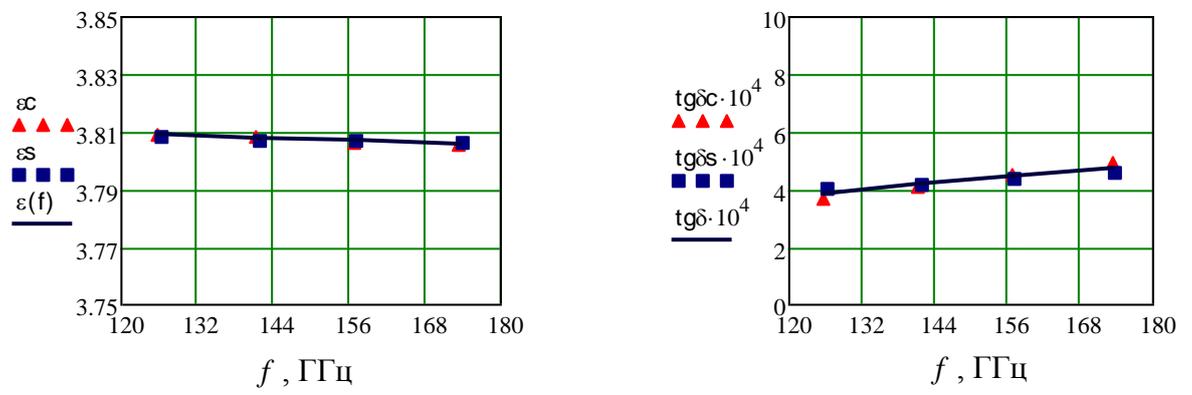
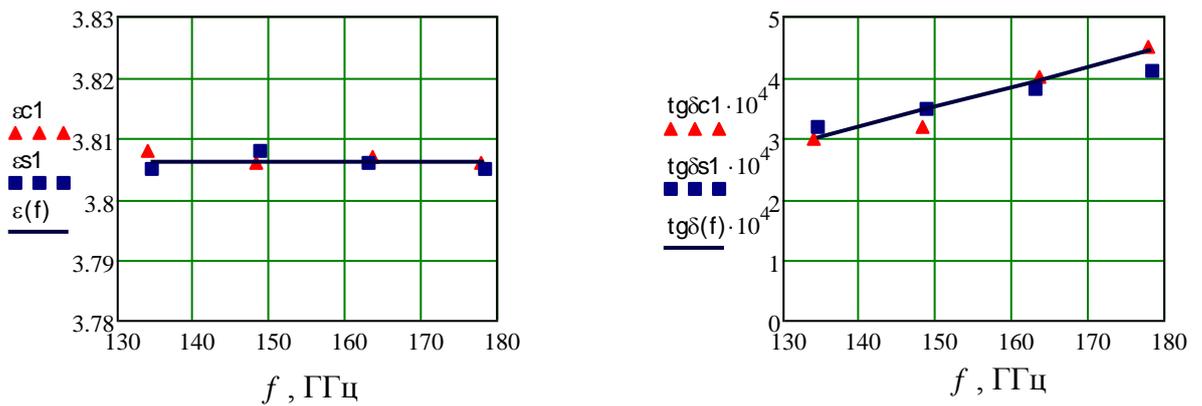


Рис.4.8. Результаты измерения ε и $\text{tg}\delta$ керамики В20 толщиной 0,963 мм

Рис.4.9. Результаты измерения ε и $\text{tg}\delta$ кварца КВ $2t = 5,048$ ммРис.4.10. Результаты измерения ε и $\text{tg}\delta$ кварца КВ $2t = 4,880$ мм на четных (с) и нечетных (s) колебаниях в ОРРис.4.11. Результаты измерения ε и $\text{tg}\delta$ кварца КИ $2t = 5,173$ мм на четных (с) и нечетных (s) колебаниях в ОР.

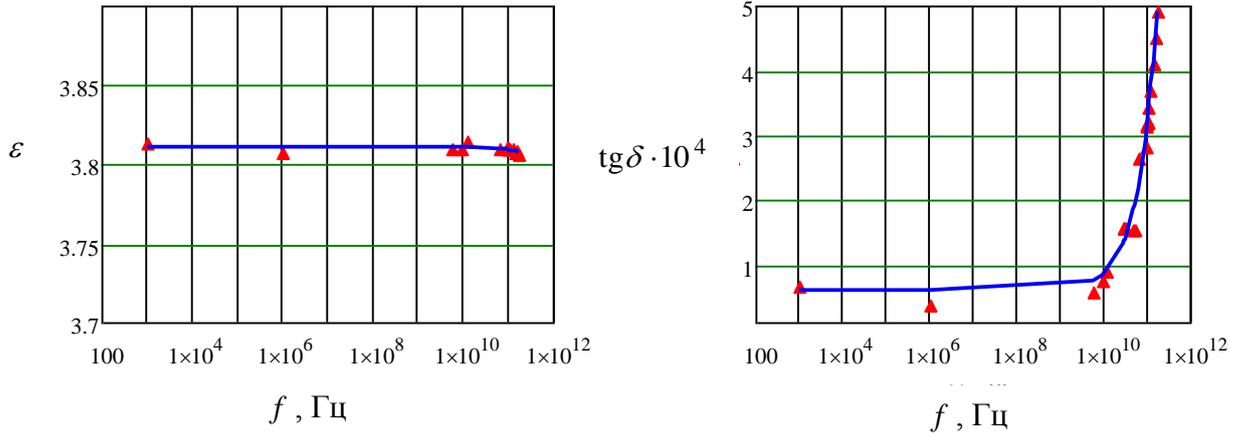


Рис.4.12. Результаты измерения ε и $\text{tg}\delta$ кварца КВ на частотах от 1 кГц до 173 ГГц

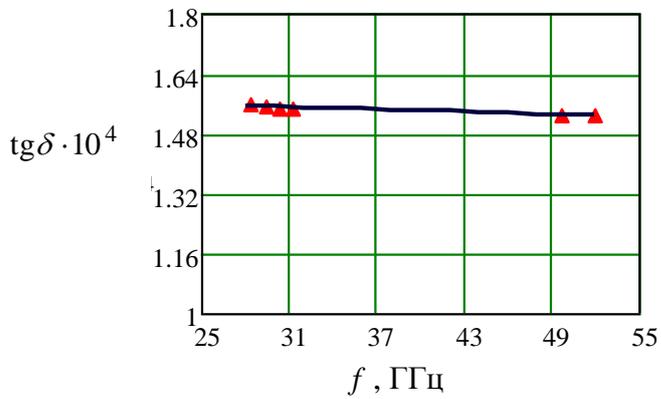


Рис.4.13. Диэлектрические потери кварца КВ (диаметр 50 мм, метод ОДР)

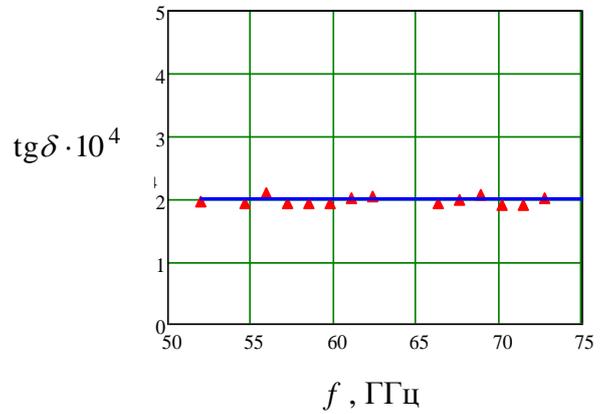


Рис.4.14. Диэлектрические потери полиэтилена (диаметр 49,90 мм; метод ОДР)

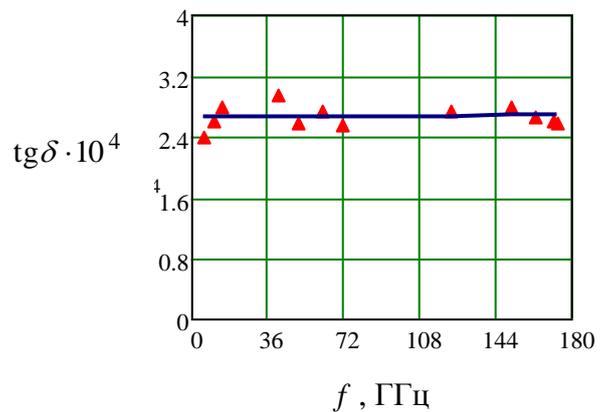
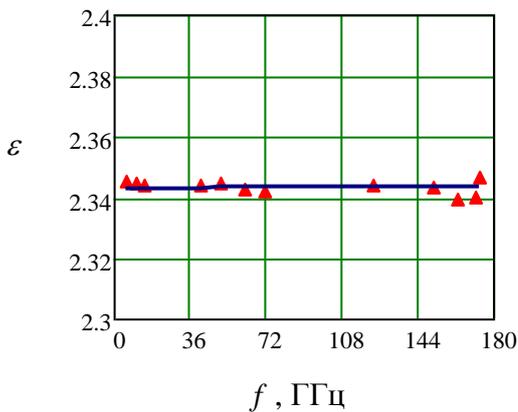


Рис.4.15. Результаты измерения ε и $\text{tg}\delta$ образца полиэтилена толщиной 9,626 мм в объемном и открытых резонаторах

Отметим, что большинство опубликованных в литературе экспериментальных результатов в КВЧ диапазоне относится к материалам с небольшой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \leq 10-15$. Только в работе [55] приводятся результаты измерения керамики с $\varepsilon \approx 35$ в диапазоне 28-38 ГГц. Свойства термостабильных керамик с $\varepsilon > 20$, применяемых в диэлектрических резонаторах дециметрового и сантиметрового диапазонов, в миллиметровом диапазоне практически не изучались. Возможность измерения больших значений ε в открытом резонаторе исследовалась на подложках 60x48 мм из керамики В40. В таблице 4.2 приведены результаты измерения ε и $\text{tg}\delta$ в открытом резонаторе (ОР) и объемном резонаторе (ОБР) в сантиметровом диапазоне.

Таблица 4.2. Результаты исследования керамики В40

	Керамика В40, $2t = 0,959$ мм				Керамика В40, $2t = 1,954$ мм			
Резонатор	$f_{0\varepsilon}$, ГГц	$Q_{0\varepsilon}$	ε	$\text{tg}\delta \cdot 10^3$	$f_{0\varepsilon}$, ГГц	$Q_{0\varepsilon}$	ε	$\text{tg}\delta \cdot 10^3$
ОР	95,054	54535	44,1	2,3	176,059	18654	44,6	4,0
ОБР	4,2044	6120	43,3	0,15	3,1134	6840	44,0	0,12

Из табл.4.2 видно, что потери возрастают более, чем на порядок. Отметим, что длина волны в образце на частоте 176 ГГц составляет около 0,25 мм.

С целью независимого измерения и контроля результатов, полученных в открытом резонаторе, проводилось измерение диэлектрических потерь полиэтилена, фторопласта, плавленого кварца и монокристаллического кварца методом открытого диэлектрического резонатора в диапазоне частот до 118 ГГц. и до 178 ГГц [124]. Структурная схема установки представлена на рис.4.16. Сигнал с выхода Р2М-18 (1) по коаксиальному кабелю поступает на усилитель мощности (2) и далее на умножитель частоты (3), последний каскад которого имеет выходной прямоугольный металлический волновод сечением 2.4x1.2 мм. Через развязывающий аттенюатор (4) сигнал поступает на рупорный возбуждатель диэлектрического волновода (5). Диэлектрический волновод используется в качестве распределенного возбуждателя исследуемого ДР (6). Резонатор включен в измерительный тракт "как неоднородность" (режекторный фильтр). Далее сигнал поступает на рупорный переход с диэлектрического волновода на металлический, в который включен поляризационный аттенюатор (7). СВЧ тракт заканчивается полупроводниковым амплитудным детектором (8), сигнал с которого подается на вход анализатора цепей Р2М-18 (1), который в данном случае используется как интерфейс между детектором и компьютером. На рис. 4.17 показано возбуждение резонатора диэлектрическим волноводом и типичная резонансная характеристика. В таблице 4.3 приведены результаты измерения резонансных частот, собственной добротности образцов-резонаторов и рассчитанные значения $\text{tg}\delta$.

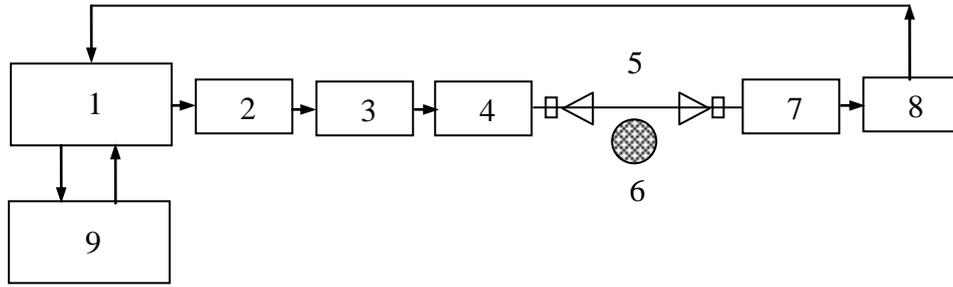


Рис. 4.16. Структурная схема измерительной установки

1-анализатор цепей P2M-18, 2-усилитель мощности, 3-умножитель частоты, 4-аттенюатор, 5-рупорные переходы с диэлектрическим волноводом, 6-исследуемый образец-резонатор, 7-поляризационный аттенюатор, 8-детектор, 9-компьютер.

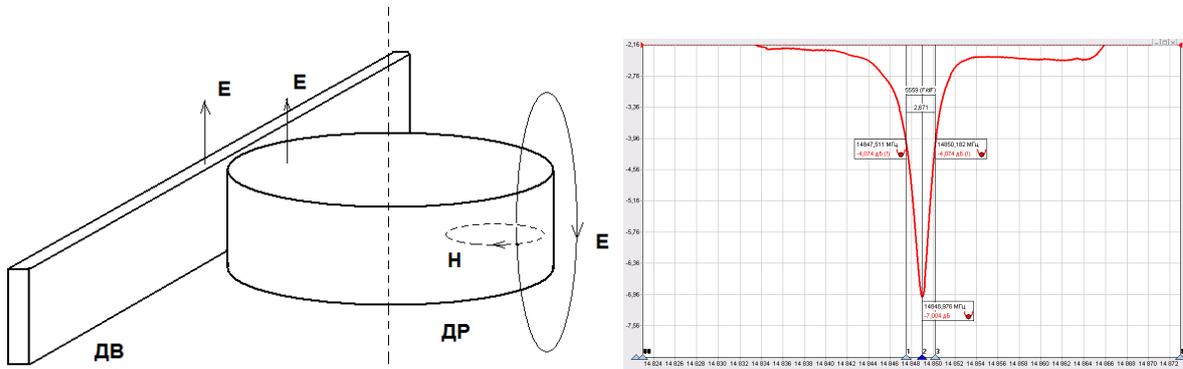


Рис.4.17. Возбуждение азимутальных HE_{n11} колебаний диэлектрическим волноводом и типичная резонансная характеристика исследуемого образца-резонатора

Таблица 4.3 -Результаты измерения диэлектрических потерь методом ОДР

№	f_0 , ГГц	Q_0	$\text{tg}\delta \cdot 10^4$	№	f_0 , ГГц	Q_0	$\text{tg}\delta \cdot 10^4$	№	f_0 , ГГц	Q_0	$\text{tg}\delta \cdot 10^4$
Полиэтилен $D=19,97$ мм, $L=9,83$ мм				Фторопласт $D=33,69$ мм, $L=4,05$ мм				Кварц плавленный $D=13,98$ мм, $L=9,98$ мм			
1	119,8436	3133	3,19	1	116,4686	2948	3,53	1	118,1605	2078	4,89
2	139,8497	3376	3,05	2	122,5687	2857	3,64	2	136,6465	2058	4,93
3	166,3896	3040	3,38	3	126,6251	2432	4,26	3	165,8426	2179	4,64
Фторопласт $D=22,83$ мм, $L=6,31$ мм				Фторопласт $D=33,69$ мм, $L=4,05$ мм				Кварц монокристаллический $D=13,94$ мм, $L=4,97$ мм			
1	120,2278	3489	2,33	4	128,6626	2975	3,48	1	122,7661	7293	1,41
2	129,4043	3629	2,63	5	142,4192	2261	4,56	2	130,0228	7568	1,36
3	141,6217	3277	3,11	6	153,0248	2194	4,68	3	133,6408	7015	1,47
4	168,9898	3821	2,70					4	148,0127	7234	1,42
								5	160,8298	7765	1,32

Полученные экспериментальные результаты показывают, что метод открытого диэлектрического резонатора может успешно использоваться для измерений малых

диэлектрических потерь в материалах с невысокой диэлектрической проницаемостью на частотах диапазона 118 -178 ГГц. В широко используемых диэлектриках миллиметрового диапазона- фторопласте, полиэтилене, плавленом кварце наблюдается небольшой рост диэлектрических потерь с частотой, но данные материалы могут быть основой для стандартных образцов диэлектриков и в коротковолновой части миллиметрового диапазона волн.

4.4. Измерение параметров ферритов

Методом открытого резонатора исследованы ферритовые подложки, применяемые в сантиметровом диапазоне [106-108]. Подложки из феррограната общего назначения размерами 60x48 мм, толщиной около 0,5 и 1 мм марок СЧ, изготовлены ОАО «Научно-исследовательским институтом «ФЕРРИТ-ДОМЕН»»(С.-Петербург). В диапазоне частот 162 -165 ГГц добротность резонатора ОР 178 с образцом феррита 30СЧ-9 толщиной 0.499 мм составляла около 50000 и 100000 для колебаний с разной четностью, что указывает на малые диэлектрические и магнитные потери. Это означает, что магнитная проницаемость на данной частоте не может существенно отличаться от 1. Для измерения μ был промоделирован по [125] спектр ОР с подложкой из феррита 30СЧ-9 толщиной 0,499 мм. Подложка исследовалась на частотах сантиметрового диапазона в объемном резонаторе и в открытом резонаторе на частоте 78 ГГц, где она близка к полуволновой. Измерялись резонансные частоты колебаний с максимумом электрического (минимумом магнитного) и максимумом магнитного (минимумом электрического) полей в образце и находились ε, μ из системы уравнений (2.5),(2.6) для ОР и подобной для объемного резонатора (ОБР) на частотах 7 -12 ГГц. Результаты приведены в табл.4.4 и показывают рост μ с частотой при $\mu < 1$.

Таблица 4.4 -Результаты измерения ε, μ феррита 30СЧ-9 в ОБР и ОР

Марка образца, Толщина, мм	Резонатор	Частота, ГГц		ε	μ
30СЧ-9 0,499	ОБР	7,371	8,893	14,74	0,928
	ОБР	9,118	10,467	14,67	0,952
	ОБР	10,920	12,662	14,66	0,966
	ОР	78,284	78,814	14,58	0,986

Потери в исследованных ферритах 40СЧ-2 и 80СЧ также были незначительны в этом диапазоне частот, что ограничивает и возможные значения μ близкими к 1.

4.5. Зависимость результатов измерения от электрической толщины образцов

При измерениях диэлектрических параметров в открытом резонаторе на образцах с нецелым числом полувольт была отмечена зависимость измеряемых значений диэлектрической проницаемости от "электрической толщины" образца $\Psi_1 = k_2 t \sqrt{\varepsilon} - \Phi_t$. Для выяснения характера такой зависимости были проведены измерения образца кварца на четных и нечетных колебаниях в диапазоне частот от 122 ГГц до 169 ГГц, так что электрическая толщина образца возрастала с 8 до 11 полувольт. На рис. 4.18 приведена зависимость измеренного значения ε_c на четных и ε_s на нечетных колебаниях от числа полувольт в образце. Как видно, эта зависимость периодическая. При целом числе полувольт в образце, (поле на поверхности плоскопараллельного образца либо максимально, либо минимально), значения диэлектрической проницаемости для четных и нечетных колебаний одинаковы: $\varepsilon = 3,810$ на частотах ~ 122 ГГц ($q_1 = q_2 = 8$), ~ 138 ГГц ($q_1 = q_2 = 9$), ~ 152 ГГц ($q_1 = q_2 = 10$), ~ 169 ГГц ($q_1 = q_2 = 11$). Такое значение диэлектрической проницаемости совпадает со значением, полученным в объемном резонаторе [113]. Причина такой зависимости на данном этапе работ не ясна, однако явно детерминированный и периодический характер изменения расчетной величины ε позволяет надеяться на ее выяснение и соответствующее уточнение расчетных соотношений и/или экспериментальной методики для лучшей сходимости результатов при любой, а не только полувольтной и кратной ей толщине образца.

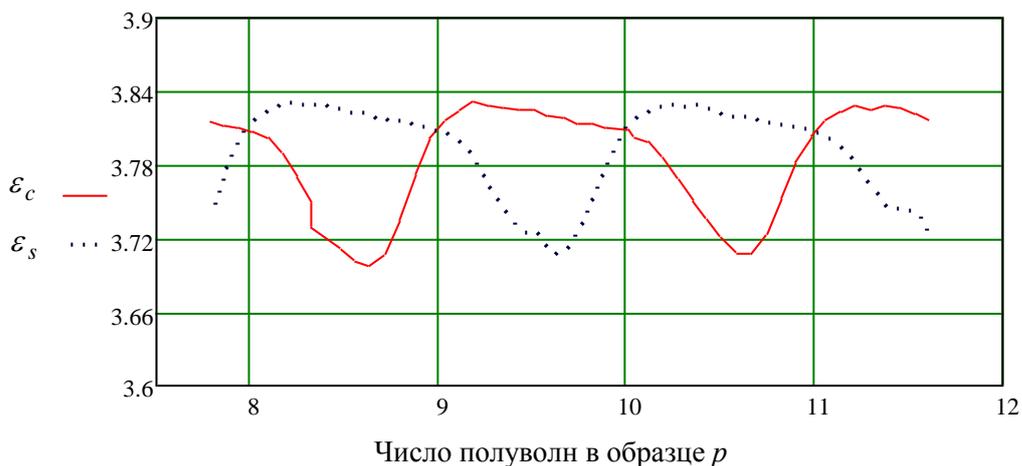


Рис. 4.18. Зависимость рассчитанного значения ε от числа полувольт в образце для четных (сплошная линия) и нечетных (пунктир) колебаний

По полученным результатам можно сделать утверждение, что для точных измерений необходимо выбирать частоты, на которых в образце укладывается целое число полувольт и центрировать образец по экстремальному значению резонансной частоты. Результаты измерения образцов с толщиной, кратной полувольтне, близки между собой для колебаний с

узлами и пучностями электрического поля на поверхности образца при невысоких значениях проницаемости.

4.6. Выводы

Проведенные измерения позволяют сделать следующие выводы.

1. Выбранный путь построения установок для диэлектрических измерений на основе скалярного анализатора цепей, цепочки усиления и умножения сигнала по частоте и открытого резонатора подтвержден результатами измерений эталонных материалов с известными на более низких частотах значениями проницаемости и диэлектрических потерь.

2. Наиболее точные значения диэлектрической проницаемости получаются при целом числе полуволн на толщине образца. Условие минимума электрического поля стоячей волны на поверхностях образца при этом не обязательно для небольших значений проницаемости.

3. Относительная доля запасенной в образце электрической энергии больше при пучности электрического поля на поверхностях образца. Это может быть использовано при измерениях материалов с очень малыми потерями для повышения коэффициента заполнения резонатора исследуемым образцом.

4. Диэлектрические потери в кварце, керамиках ВК100, В20, В40 возрастают с частотой по закону, близкому к линейному. В полиэтилене высокой плотности рост потерь не наблюдался. Диэлектрическая проницаемость всех исследованных материалов в пределах погрешности измерения не зависит от частоты в исследованном диапазоне.

5. Впервые экспериментально показана возможность измерения в открытом резонаторе значений диэлектрической проницаемости более 40 на частотах выше 150 ГГц.

6. Метод открытого диэлектрического резонатора (ОДР) применим в диапазоне 78 -178 ГГц для измерения малых диэлектрических потерь. Результаты измерений методом ОДР хорошо согласуются с результатами измерений в открытом двухзеркальном резонаторе.

5. ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ

5.1. Коэффициенты влияния входных величин в открытом резонаторе

Рассмотренный в предыдущих разделах метод измерения и установка на основе открытого двухзеркального резонатора предназначены для использования в составе Государственного первичного эталона единиц комплексной диэлектрической проницаемости ГЭТ 110. Это требует детального анализа точности измерений без упрощения модели резонатора. Анализ точности измерений в открытых резонаторах, приведенный в литературе [90,95,97,101] выполнен в приближении постоянства фазовых поправок Φ_t, Φ_L в уравнениях резонатора с образцом (2.5), (2.6), не является полным и не учитывает часть существующих в реальных измерительных резонаторах источников неопределенности (погрешности). В данном разделе проводится более полный анализ источников погрешностей измерения относительной диэлектрической проницаемости ε и тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ в двухзеркальном открытом резонаторе, в частности, с учетом зависимости параметров резонатора $\Phi_t = \Phi_t(\varepsilon, t, L, R_0)$ и $\Phi_L = \Phi_L(\varepsilon, t, L, R_0)$.

Определение величины диэлектрической проницаемости относительно вакуума $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ из уравнения (2.5) или (2.6) относится к косвенным измерениям по входным величинам: длине резонатора $2L$, толщине образца $2t$, радиусу кривизны зеркал R_0 , резонансной частоте f_ε и диэлектрической проницаемости окружающего воздуха ε_2 . В общем виде уравнения (2.5),(2.6) можно записать как

$$F\{\varepsilon, t, k_2(f_\varepsilon, \varepsilon_2), L, R_0\} = 0, \quad (5.1)$$

где $F\{\}$ -левая часть уравнений (2.5),(2.6). В зависимости от конкретной методики измерения, некоторые параметры, входящие в (5.1), могут оказаться взаимосвязанными или же функциями других параметров, определяемых прямыми измерениями.

Анализ точности измерений в соответствии с принятой в эталонных измерениях практикой будем проводить на основе понятия неопределенности результата измерения [126-128]. При ее оценке следует учитывать неопределенность, получаемую статистическим способом (типа *A*) и нестатистическим (типа *B*). Статистическая составляющая определяется воспроизводимостью результатов при многократных измерениях и находится повторением процедуры измерения одного и того же образца по данной методике при неизменных условиях измерений.

Для расчета неопределенности типа *B* необходимо задаться отклонениями входных величин $u_i = t, f_\varepsilon, L, R_0, \varepsilon_2$ и найти из (2.5),(2.6) коэффициенты их влияния через функцию

$\varepsilon = \varepsilon[t, k_2(f_\varepsilon, \varepsilon_2), L, R_0]$, неявно заданную уравнением (5.1). Выполняя дифференцирование (5.1) и переходя к относительным отклонениям $\delta u_i = \Delta u_i / u_i$, получим для $\delta \varepsilon_1 = \delta \varepsilon + \delta \varepsilon_2$

$$\delta \varepsilon_1 = - \left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} \right)^{-1} \left[\frac{t}{\varepsilon} \frac{\partial F}{\partial t} \delta t + \frac{\partial F}{\partial k_2} \frac{f_\varepsilon}{\varepsilon} \frac{\partial k_2}{\partial f_\varepsilon} \delta f_\varepsilon + \frac{L}{\varepsilon} \frac{\partial F}{\partial L} \delta L + \frac{R_0}{\varepsilon} \frac{\partial F}{\partial R_0} \delta R_0 + \frac{\partial F}{\partial k_2} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon} \frac{\partial k_2}{\partial \varepsilon_2} \delta \varepsilon_2 \right] + \delta \varepsilon_2. \quad (5.2)$$

Выражения производных в (5.2) для четных (c) и нечетных (s) колебаний получим с учетом зависимостей $\Phi_t = \Phi_t(\varepsilon, t, L, R_0)$ и $\Phi_L = \Phi_L(\varepsilon, t, L, R_0)$ в (2.5), (2.6), откуда

$$\left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} \right)_{c,s} = \left\{ \begin{array}{l} [-\sin^2 \Psi_{1c}]^{-1} \\ [\cos^2 \Psi_{1s}]^{-1} \end{array} \right\} \left\{ \frac{B_{c,s}}{2\varepsilon} - \left[\frac{\partial \Phi_t}{\partial \varepsilon} + \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\Delta_{c,s}} \frac{\partial \Phi_L}{\partial \varepsilon} \right] \right\}, \quad (5.3)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{c,s} = \left\{ \begin{array}{l} [-\sin^2 \Psi_{1c}]^{-1} \\ [\cos^2 \Psi_{1s}]^{-1} \end{array} \right\} \left\{ \left(\frac{\cos^2 \Psi_{1c}}{\sin^2 \Psi_{1s}} \right) \frac{k_2 \sqrt{\varepsilon} (\varepsilon - 1)}{\varepsilon} - \left[\frac{\partial \Phi_t}{\partial t} + \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\Delta_{c,s}} \frac{\partial \Phi_L}{\partial t} \right] \right\}, \quad (5.4)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial L} \right)_{c,s} = \left\{ \begin{array}{l} [-\sin^2 \Psi_{1c}]^{-1} \\ [\cos^2 \Psi_{1s}]^{-1} \end{array} \right\} \left\{ \frac{k_2 \sqrt{\varepsilon}}{\Delta_{c,s}} - \left[\frac{\partial \Phi_t}{\partial L} + \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\Delta_{c,s}} \frac{\partial \Phi_L}{\partial L} \right] \right\}, \quad (5.5)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial R_0} \right)_{c,s} = \left\{ \begin{array}{l} [\sin^2 \Psi_{1c}]^{-1} \\ [-\cos^2 \Psi_{1s}]^{-1} \end{array} \right\} \left[\frac{\partial \Phi_t}{\partial R_0} + \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\Delta_{c,s}} \frac{\partial \Phi_L}{\partial R_0} \right], \quad (5.6)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial k_2} \right)_{c,s} = \left\{ \begin{array}{l} [-\sin^2 \Psi_{1c}]^{-1} \\ [\cos^2 \Psi_{1s}]^{-1} \end{array} \right\} \sqrt{\varepsilon} \left[t + \frac{L_t}{\Delta_{c,s}} \right], \quad (5.7)$$

где $B_c = k_{2c} t \sqrt{\varepsilon} + \sin \Psi_{1c} \cos \Psi_{1c}$, $B_s = k_{2s} t \sqrt{\varepsilon} - \sin \Psi_{1s} \cos \Psi_{1s}$, $\Delta_c = \varepsilon \cdot [\varepsilon \sin^2 \Psi_1 + \cos^2 \Psi_1]^{-1}$, $\Delta_s = \varepsilon \cdot [\varepsilon \cos^2 \Psi_1 + \sin^2 \Psi_1]^{-1}$. Верхние строки берутся для четных колебаний (c) (с четной зависимостью $E(z)$), нижние – для нечетных (s) (с нечетной зависимостью $E(z)$). Коэффициенты влияния входных величин $u_i = t, f_\varepsilon, L, R_0, \varepsilon_2$ для четных и нечетных колебаний выражаются из (5.2) как

$$Ct_{c,s} = - \left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} \right)_{c,s}^{-1} \frac{t}{\varepsilon} \left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{c,s} \quad (5.8)$$

$$Cf_{c,s} = - \left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} \right)_{c,s}^{-1} \left(\frac{\partial F}{\partial k_2} \right)_{c,s} \frac{f_\varepsilon}{\varepsilon} \left(\frac{\partial k_2}{\partial f_\varepsilon} \right) = - \left(\frac{f_\varepsilon}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial f_\varepsilon} \right)_{c,s} = \frac{2}{K_{1Ec,s}}, \quad (5.9)$$

$$CL_{c,s} = - \left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} \right)_{c,s}^{-1} \frac{L}{\varepsilon} \left(\frac{\partial F}{\partial L} \right)_{c,s}, \quad (5.10)$$

$$CR_{c,s} = -\left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon}\right)_{c,s}^{-1} \frac{R_0}{\varepsilon} \left(\frac{\partial F}{\partial R_0}\right)_{c,s}, \quad (5.11)$$

$$C\varepsilon_{2c,s} = 1 - \left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon}\right)_{c,s}^{-1} \left(\frac{\partial F}{\partial k_2}\right)_{c,s} \left(\frac{\partial k_2}{\partial \varepsilon_2}\right) \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon}. \quad (5.12)$$

Выражения для производных в (5.8)-(5.12) приведены в Приложении 1.

В неопределенность измерения длины резонатора по частотному интервалу в соответствии с (2.31) будут давать вклад: неопределенность измерения самого частотного интервала $\delta(\Delta f_{0q})$, неопределенность диэлектрической проницаемости воздуха в резонаторе $\delta\varepsilon_2$, а также изменение его длины δL_T при изменении температуры ΔT за время измерения

$$\delta L_f = \frac{\partial L}{\partial(\Delta f_{0q})} \left(\frac{\Delta f_{0q}}{L}\right) \delta(\Delta f_{0q}), \quad \delta L_\varepsilon = \frac{\partial L}{\partial \varepsilon_2} \left(\frac{\varepsilon_2}{L}\right) \delta\varepsilon_2, \quad \delta L_T = \alpha \cdot \Delta T,$$

где $\alpha = L^{-1}(\partial L/\partial T)$ -температурный коэффициент линейного расширения резонатора, $^{\circ}\text{C}^{-1}$. Из (2.31) следует, что $\partial L/\partial(\Delta f_{0q}) = -L/\Delta f_{0q}$ и $\delta L_f = -\delta(\Delta f_{0q})$. Для частотного интервала Δf_{0q} относительная неопределенность измерения будет $\delta(\Delta f_{0q}) \approx (f_0/\Delta f_{0q})\delta f_0 \approx q\delta f_0$, где δf_0 -относительная неопределенность резонансной частоты (настройки на резонанс), $q \approx 4L/\lambda = 4Lf_0/c \gg 1$ -продольный индекс колебания, c -скорость света. Окончательно получим $\delta L_f = -(4Lf_0/c)\delta f_0$. Коэффициент влияния резонансной частоты пустого резонатора будет $CLf_{c,s} = CL_{c,s}\delta L_f$. Коэффициент влияния температурного изменения размеров резонатора составит $CL\alpha_{c,s} = CL_{c,s} \cdot \alpha$. Неопределенность диэлектрической проницаемости воздуха дает вклад $\delta L_\varepsilon = (\partial L/\partial \varepsilon_2)(\varepsilon_2/L)\delta\varepsilon_2 = -0,5\delta\varepsilon_2$. В измеряемое значение ε_1 это вносит неопределенность $\delta\varepsilon_1 = -0,5CL_{c,s}\delta\varepsilon_2$. Полный вклад неопределенности $\delta\varepsilon_2$ в измеряемое значение ε_1 с учетом (5.2),(5.12) будет

$$\delta\varepsilon_{1\varepsilon} = C\varepsilon_{\Sigma c,s} \cdot \delta\varepsilon_2, \quad (5.13)$$

где $C\varepsilon_{\Sigma c,s} = \left[2 - (K_{1Ec,s})^{-1} - 0,5CL_{c,s}\right]$.

Суммарная относительная неопределенность по типу B будет иметь вид

$$\delta\varepsilon_{1i} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{(Cf_i\delta f_\varepsilon)^2 + (Ct_i\delta t)^2 + (CLf_i\delta f_0)^2 + (CR_i\delta R_0)^2 + (C\varepsilon_{\Sigma i}\delta\varepsilon_2)^2 + (CL\alpha_i\Delta T)^2} \quad (5.14)$$

для четных ($i = c$) и нечетных ($i = s$) колебаний соответственно.

Отметим, что неопределенности параметров резонатора L, R_0 и среды в резонаторе ε_2 дают вклад в неопределенность результата $\delta\varepsilon_1$ и при точно полуволновой (и кратной ей) толщине образца, поскольку в уравнениях (2.5) и (2.6), Ψ_1 содержит функцию $\Phi_t(\varepsilon, t, L, R_0)$.

Оценку относительной неопределенности измерения $\operatorname{tg}\delta$ методом открытого резонатора по типу В проведем в соответствии с расчетной формулой (1.24)

$$\delta(\operatorname{tg}\delta) = -\delta K_{1E} - (\operatorname{tg}\delta)^{-1} \left[K_{1E}^{-1} Q_{0\varepsilon}^{-1} \delta Q_{0\varepsilon} - K_{1E}^{-1} Q_{00}^{-1} \eta \delta \eta + K_{1E}^{-1} Q_{00}^{-1} \eta \delta Q_{00} \right]. \quad (5.15)$$

Собственные добротности пустого резонатора и резонатора с образцом измеряются одним и тем же методом, на одной и той же аппаратуре и на близких частотах, поэтому имеют близкие значения стандартных неопределенностей $\delta Q_{0\varepsilon} \approx \delta Q_{00}$. Окончательно получим

$$\delta(\operatorname{tg}\delta) = -\delta K_{1E} - \delta Q_{00} - \left[\eta Q_{00}^{-1} / (Q_{0\varepsilon}^{-1} - \eta Q_{00}^{-1}) \right] \delta \eta. \quad (5.16)$$

Коэффициенты влияния будут

$$CK_{1E} = -1, \quad CQ_{00} = -1, \quad C\eta_{C,S} = - \left[\eta_{C,S} Q_{00}^{-1} / (Q_{0\varepsilon}^{-1} - \eta_{C,S} Q_{00}^{-1}) \right]. \quad (5.17)$$

Стандартная относительная неопределенность измерения $\operatorname{tg}\delta$ по типу В будет

$$\delta(\operatorname{tg}\delta) = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{(CK_{1E} \cdot \delta K_{1E})^2 + (CQ_{00} \cdot \delta Q_{00})^2 + (C\eta_{C,S} \cdot \delta \eta)^2}. \quad (5.18)$$

Входящие в формулу (5.15) величины K_{1E} , η являются расчетными и имеют стандартную относительную неопределенность порядка 10^{-3} . В методе диэлектрического резонатора (ДР) с колебаниями "шепчущей галереи" отсутствуют омические потери и $\operatorname{tg}\delta$ определяется собственной добротностью ДР и величиной K_{1E}

$$\operatorname{tg}\delta = K_{1E}^{-1} Q_{0\varepsilon}^{-1}, \quad (5.19)$$

где обычно $K_{1E} = 0,95 \div 0,99$. В формуле (5.18) остаются только первые две составляющие. Этот метод обеспечивает наибольшую точность измерения $\operatorname{tg}\delta$ слабопоглощающих диэлектриков.

5.2. Методика обработки результатов

Обработка результатов измерений проводилась в соответствии с требованиями ГОСТ Р 54500.1-2011; ГОСТ Р 54500.3-2011, ГОСТ Р 54500.3.1-2011[126-128]. Наряду с

характеристиками неопределенности результатов используются также обычные характеристики: среднеквадратическое отклонение (СКО) и неисключенная систематическая погрешность (НСП).

Среднее арифметическое значение результатов измерений ε и $\text{tg}\delta$ эталонной меры определяют по формуле:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (5.20)$$

где x_i - результат i -ого измерения ε или $\text{tg}\delta$ эталонной меры; n - число измерений.

Стандартную относительную неопределенность u_A (СКО, S_0) отдельного результата измерения ε и $\text{tg}\delta$ эталонной меры определяют по формуле

$$u_A = S_0 = \frac{1}{\bar{x}} \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n-1}}, \quad (5.21)$$

где \bar{x} - среднее арифметическое результатов измерений ε или $\text{tg}\delta$ эталонной меры;

Стандартную относительную неопределенность \bar{u}_A (СКО, \bar{S}_0) среднего результата ε и $\text{tg}\delta$ эталонной меры определяют по формуле

$$\bar{u}_A = \bar{S}_0 = \frac{1}{\bar{x}} \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}} \quad (5.22)$$

Стандартную неопределенность по типу В, u_B , определяют по формуле

$$u_B = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^n (Cu_i \cdot \delta u_i)^2}, \quad (5.23)$$

где $Cu_i = \frac{u_i}{x} \cdot \frac{\partial x}{\partial u_i}$ - коэффициент влияния i -ого первичного параметра (входной величины)

при измерении ε или $\text{tg}\delta$ эталонной меры; $\delta u_i = \Delta u_i / u_i$ - стандартная относительная неопределенность i -ого первичного параметра. Коэффициенты влияния находились по (5.8)- (5.13) и (5.15)- (5.17) для ε и $\text{tg}\delta$ соответственно.

Суммарную стандартную неопределенность u_C определяют по формуле

$$u_C = \sqrt{\bar{u}_A^2 + u_B^2}. \quad (5.24)$$

Коэффициент охвата k выбирают в соответствии с формулой

$$k = t_p(v_{eff}). \quad (5.25)$$

Эффективное число степеней свободы v_{eff} определяют по формуле

$$v_{eff} = (n-1) \cdot \left[1 + \frac{u_B^2}{\bar{u}_A^2} \right]^2. \quad (5.26)$$

Расширенную неопределённость $U_{0,99}$ при доверительной вероятности $p=0,99$ рассчитывают по формуле:

$$U_{0,99} = t_{0,99}(v_{eff}) \cdot u_C, \quad (5.27)$$

где $t_{0,99}(v_{eff})$ - коэффициент распределения Стьюдента при $p=0,99$.

5.3 Статистическая составляющая неопределённости (тип А)

Резонансные частоты и добротности пустого резонатора входят в расчеты длины резонатора и значения диэлектрических потерь. Поэтому их погрешности влияют на общую погрешность результатов измерений. Проводились измерения этих параметров во всем диапазоне частот от 78 до 178 ГГц. Измеренные резонансные частоты f_0 и значения собственной добротности Q_{00} резонатора без образца в диапазоне 78- 118 ГГц приведены в Приложении 2. При их измерении фиксировалась температура T , давление P и относительная влажность воздуха в лаборатории φ для расчета диэлектрической проницаемости воздуха, длины резонатора (расстояния между зеркалами) и радиуса кривизны зеркал.

В таблицах 5.1, 5.2, 5.3 приведены значения резонансных частот, собственных добротностей со средним значением $\bar{Q}_{0\varepsilon}$, относительным СКО отдельного измерения $\delta Q_{0\varepsilon}$ и среднего значения $\delta \bar{Q}_{0\varepsilon}$, измеренные значения ε , среднее значение $\bar{\varepsilon}$ с относительным СКО (стандартной относительной неопределенностью) отдельного измерения u_A и среднего значения \bar{u}_A по типу А. Как следует из таблиц 5.1, 5.2, 5.3 стандартная относительная неопределенность среднего значения $\bar{\varepsilon}$ из 11 результатов $\bar{u}_A \leq 3 \cdot 10^{-4}$.

Неопределенность u_A для $\text{tg} \delta$ получим из данных таблиц 5.1, 5.2, 5.3 по относительной неопределенности добротности резонатора с образцом $\delta Q_{0\varepsilon}, \delta \bar{Q}_{0\varepsilon}$, полагая относительную неопределенность собственной добротности пустого резонатора Q_{00} пренебрежимо малой. В соответствии с формулой (1.24) получим, что $u_A = \delta Q_{0\varepsilon}$. В таблице 5.4 приведено среднее значение $\text{tg} \delta$ с относительным СКО (стандартной относительной неопределенностью) отдельного измерения u_A и среднего значения \bar{u}_A . Как следует из табл.5.4 значения u_A и \bar{u}_A для $\text{tg} \delta$ не превосходят соответственно 10 % и 3 %.

Таблица 5.1 - Результаты измерения ε образцов керамики ВК100-1

Образец ВК100-1, $2t = 1,971$ мм			Образец ВК100-1, $2t = 2,467$ мм		
f_ε , ГГц	$Q_{0\varepsilon}$	ε	f_ε , ГГц	$Q_{0\varepsilon}$	ε
96,661003	88056	10,0429	98,060500	91089	10,0158
96,661011	87522	10,0426	98,060509	91088	10,0156
96,661138	88350	10,0393	98,060557	91247	10,0147
96,661148	89333	10,0390	98,060573	92984	10,0143
96,661129	86502	10,0395	98,060605	82897	10,0137
96,661084	87787	10,0407	98,060624	97359	10,0133
96,661152	88799	10,0389	98,060681	84857	10,0121
96,661196	88233	10,0378	98,060716	82015	10,0114
96,661156	88666	10,0388	98,060770	89572	10,0103
96,661157	88360	10,0388	98,060761	85303	10,0105
96,661190	88227	10,0379	98,060732	90365	10,0111
	$\overline{Q_{0\varepsilon}} = 88167$	$\overline{\varepsilon} = 10,0397$		$\overline{Q_{0\varepsilon}} = 88979$	$\overline{\varepsilon} = 10,0130$
	$\delta Q_\varepsilon = 8,0 \cdot 10^{-3}$	$u_A = 1,6 \cdot 10^{-4}$		$\delta Q_\varepsilon = 5,0 \cdot 10^{-2}$	$u_A = 1,9 \cdot 10^{-4}$
	$\delta \overline{Q_\varepsilon} = 2,4 \cdot 10^{-3}$	$\overline{u}_A = 5,2 \cdot 10^{-5}$		$\delta \overline{Q_\varepsilon} = 1,5 \cdot 10^{-2}$	$\overline{u}_A = 6,0 \cdot 10^{-5}$

Таблица 5.2 - Результаты измерения ε образцов керамик В20 и В40

Образец В20, $2t = 0,963$ мм			Образец В40, $2t = 0,959$ мм		
f_ε , ГГц	$Q_{0\varepsilon}$	ε	f_ε , ГГц	$Q_{0\varepsilon}$	ε
103,547038	60489	20,8501	95,054989	44892	44,1459
103,546983	63477	20,8559	95,055031	57287	44,1357
103,547032	61507	20,8507	95,054942	43796	44,1572
103,546952	63365	20,8591	95,055004	51148	44,1412
103,546972	63465	20,8570	95,055035	54987	44,1347
103,546920	63173	20,8624	95,055048	55920	44,1316
103,547022	61342	20,8518	95,055043	58704	44,1328
103,546993	63509	20,8548	95,054991	58518	44,1454
103,546998	61763	20,8543	95,055027	59376	44,1367
103,546991	64113	20,8550	95,055032	58659	44,1355
103,547024	60955	20,8516	95,055052	57695	44,1306
	$\overline{Q_{0\varepsilon}} = 62469$	$\overline{\varepsilon} = 20,855$		$\overline{Q_{0\varepsilon}} = 54635$	$\overline{\varepsilon} = 44,139$
	$\delta Q_\varepsilon = 1,9 \cdot 10^{-2}$	$u_A = 1,7 \cdot 10^{-4}$		$\delta Q_\varepsilon = 9,8 \cdot 10^{-2}$	$u_A = 1,7 \cdot 10^{-4}$
	$\delta \overline{Q_\varepsilon} = 5,8 \cdot 10^{-3}$	$\overline{u}_A = 5,4 \cdot 10^{-5}$		$\delta \overline{Q_\varepsilon} = 2,9 \cdot 10^{-2}$	$\overline{u}_A = 5,4 \cdot 10^{-5}$

Таблица 5.3 - Результаты измерения ε образцов кварца и керамики В40

Образец кварц, $2t = 5,048$ мм			Образец В40, $2t = 1,954$ мм		
f_ε , ГГц	$Q_{0\varepsilon}$	ε	f_ε , ГГц	$Q_{0\varepsilon}$	ε
168,426717	39705	3,81161	176,059006	17465	44,60901
168,426894	38439	3,81122	176,058219	17809	44,64815
168,426866	38464	3,81128	176,057956	17867	44,66114
168,426924	38804	3,81115	176,059981	19002	44,55995
168,426877	38863	3,81126	176,059474	18289	44,58554
168,426850	37751	3,81132	176,058499	16934	44,63427
168,426921	38974	3,81116	176,060171	18890	44,55032
168,426945	38561	3,81111	176,059983	18563	44,55985
168,426858	38386	3,81130	176,060418	19798	44,53776
168,426950	38565	3,81109	176,060076	19388	44,55514
168,426964	38246	3,81106	176,058717	21191	44,62343
	$\overline{Q_{0\varepsilon}} = 38614$	$\overline{\varepsilon} = 3,811$		$\overline{Q_{0\varepsilon}} = 18654$	$\overline{\varepsilon} = 44,59$
	$\delta Q_\varepsilon = 1,2 \cdot 10^{-2}$	$u_A = 4 \cdot 10^{-5}$		$\delta Q_\varepsilon = 6,1 \cdot 10^{-2}$	$u_A = 9,4 \cdot 10^{-4}$
	$\delta \overline{Q_\varepsilon} = 3,6 \cdot 10^{-3}$	$\overline{u}_A = 1,4 \cdot 10^{-5}$		$\delta \overline{Q_\varepsilon} = 1,8 \cdot 10^{-2}$	$\overline{u}_A = 2,8 \cdot 10^{-4}$

Таблица 5.4- Относительная стандартная неопределенность (СКО) $\text{tg} \delta$, $\text{tg} \overline{\delta}$ по типу А

СКО	Образец ВК100-1 $2t = 1,971$ мм	Образец ВК100-1 $2t = 2,467$ мм	Образец В20 $2t = 0,963$ мм	Образец В40 $2t = 0,959$ мм
$\text{tg} \overline{\delta}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$
u_A	$8,0 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$9,8 \cdot 10^{-2}$
\overline{u}_A	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$5,8 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$

5.4 Нестатистическая составляющая неопределенности (тип В)

Исследование неопределенности результатов измерений ε по типу В, обусловленной конечной точностью измерения величин, входящих в уравнения (2.5),(2.6), проводилось на этих же образцах и частотах. В таблице 5.4 приведены значения относительных СКО входных величин: резонансной частоты δf , толщины образца δt , диэлектрической проницаемости воздуха в лаборатории $\delta \varepsilon_2$, радиуса кривизны зеркал δR . Толщина образца должна определяться как среднеарифметическое результатов измерений его не менее чем в шести точках, равномерно расположенных по поверхности образца. Толщина эталонных образцов обычно измеряется с неопределенностью ± 1 мкм, что при типичной толщине в 5 мм дает относительную величину неопределенности $\delta t = 2 \cdot 10^{-4}$. Неопределенность настройки на резонанс Δf_0 составляет не более 10^{-2} от полосы пропускания резонанса или относительную величину $\delta f_0 = Q_{00}^{-1} 10^{-2}$. При собственной добротности резонатора без

образца $Q_{00}=10^5$ величина $\delta f_0=10^{-7}$. Неопределенность измерения резонансной частоты резонатора с образцом δf_ε зависит от диэлектрических потерь в образце и точности установки образца в центре резонатора и составляет $\delta f_\varepsilon=10^{-5}\div 10^{-6}$. Относительная неопределенность расчета диэлектрической проницаемости воздуха по температуре, давлению и влажности составляет $\delta \varepsilon_2 \leq 1 \cdot 10^{-5}$. Относительная погрешность определения радиуса кривизны зеркал по спектру резонансных частот составляет $\delta R_0 \leq 5 \cdot 10^{-4}$.

В таблице 5.5 приведены значения коэффициентов влияния, относительной неопределенности u_B по типу В и суммарной относительной неопределенности u_C . Следует отметить, что вследствие приближенного характера теории открытого резонатора [62], под длиной резонатора $2L_0$ и радиусом кривизны зеркал R_0 понимаются эффективные параметры, близкие к реальным, но определяемые по спектру резонатора без образца при каждом измерении. Это в значительной степени уменьшает составляющие неопределенности, вносимые данными величинами.

Расширенная неопределенность результата измерения получится умножением суммарной стандартной неопределенности u_C на коэффициент охвата k . Для доверительной вероятности $P=0,99$ и бесконечного числа степеней свободы $k=2,6$. Таким образом, расширенная неопределенность результатов измерения ε на частотах диапазона 78 -118 ГГц не превосходит 0,3 %. В частотном диапазоне от 118 до 178 ГГц неопределенность результатов возрастает к верхней границе рабочего диапазона до 0,5 %.

Таблица 5.5 –Коэффициенты влияния и неопределенность ε по типу В

Образец, толщина $2t$, частота \bar{f}_ε , среднее $\bar{\varepsilon}$, число полувольт m	ВК100-1 $2t = 1,971$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 96,661$ ГГц $\bar{\varepsilon} = 10,040$ $m_s = 4,026$	ВК100-1 $2t = 2,467$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 98,061$ ГГц $\bar{\varepsilon} = 10,010$ $m_C = 5,105$	В20 $2t = 0,963$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 103,55$ ГГц $\bar{\varepsilon} = 20,855$ $m_C = 3,037$	В40 $2t = 0,959$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 95,055$ ГГц $\bar{\varepsilon} = 44,139$ $m_s = 4,04$
CLf	$-3,65 \cdot 10^{-3}$	7,782	-1,86	$-8,34 \cdot 10^{-3}$
Ct	$-9,36 \cdot 10^{-3}$	$-1,26 \cdot 10^{-1}$	$-6,3 \cdot 10^{-2}$	$1,07 \cdot 10^{-1}$
CR	-1,07	-0,829	-2,07	-2,25
$C\varepsilon_2$	1	1	1	1
u_B	$5,3 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$1,07 \cdot 10^{-3}$	$1,15 \cdot 10^{-3}$
u_C	$5,7 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$

Неопределенность результатов измерения $\operatorname{tg}\delta$ по типу В обусловлена конечной точностью измерения величин, входящих в формулу (5.18). Входящие в (5.18) величины K_{1E}, η являются расчетными и имеют неопределенность, связанную прежде всего с неопределенностью толщины образца и диэлектрической проницаемости. Значения относительной неопределенности δK_{1E} и $\delta\eta$ примем $2 \cdot 10^{-3}$ и используем в расчете по (5.18). В таблице 5.6 приведены результаты расчета неопределенности $\operatorname{tg}\delta$ по типу В.

Таблица 5.6-Коэффициенты влияния и неопределенность значения $\operatorname{tg}\delta$ по типу В

Образец, толщина $2t$, частота \bar{f}_ε , среднее $\operatorname{tg}\delta$	ВК100-1 $2t = 1,971$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 96,661$ ГГц $\operatorname{tg}\bar{\delta} = 4,9 \cdot 10^{-4}$	ВК100-1 $2t = 2,467$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 98,061$ ГГц $\operatorname{tg}\bar{\delta} = 4,5 \cdot 10^{-4}$	В20 $2t = 0,963$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 103,55$ ГГц $\operatorname{tg}\bar{\delta} = 2,3 \cdot 10^{-3}$	В40 $2t = 0,959$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 95,055$ ГГц $\operatorname{tg}\bar{\delta} = 2,3 \cdot 10^{-3}$
K_{1E}	$7,91 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-2}$	$3,94 \cdot 10^{-3}$	$3,84 \cdot 10^{-3}$
η	1,00	1,01	1,00	1,00
$C\eta$	1,90	1,43	0,777	0,838
u_B	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$
u_C	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$9,8 \cdot 10^{-2}$

Как видно из таблицы 5.6, суммарная стандартная относительная неопределенность результатов измерения $\operatorname{tg}\delta$ не превосходит величины $u_C \leq 1 \cdot 10^{-1}$. Расширенная неопределенность при доверительной вероятности $P=0,99$ и коэффициенте охвата $k=2,6$ не более $2,6 \cdot 10^{-1}$ или округленно 30 % в диапазоне на частот 78 -118 ГГц. В таблице 5.7 приведены стандартные относительные неопределенности $\operatorname{tg}\delta$ по типам А, В и суммарной неопределённости $\operatorname{tg}\delta$ для образцов из кварца, керамик ВК100-1, В20 и В40 на частотах диапазона 118 -178 ГГц.

Таблица 5.7- Неопределенность по типам А,В и суммарная неопределённости $\operatorname{tg}\delta$

Образец, толщина $2t$, частота \bar{f}_ε , среднее $\operatorname{tg}\delta$	Кварц $2t = 5,048$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 168,427$ ГГц $\operatorname{tg}\bar{\delta} = 8,5 \cdot 10^{-4}$	ВК100-1 $2t = 1,971$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 169,991$ ГГц $\operatorname{tg}\bar{\delta} = 7,6 \cdot 10^{-4}$	В20 $2t = 1,963$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 169,981$ ГГц $\operatorname{tg}\bar{\delta} = 4,8 \cdot 10^{-3}$	В40 $2t = 1,954$ мм $\bar{f}_\varepsilon = 176,059$ ГГц $\operatorname{tg}\bar{\delta} = 4,0 \cdot 10^{-3}$
K_{1E}	0,0207	0,0081	0,0047	0,0105
η	1,004	1,005	1,031	1,150
$C\eta$	1,471	1,382	0,452	0,271
u_A	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$5,7 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$
u_B	$5,9 \cdot 10^{-3}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-3}$
u_C	$6,9 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$

Как следует из таблицы 5.7, суммарная стандартная относительная неопределенность результатов измерения $\operatorname{tg}\delta$ для данных образцов не превосходит величины $u_c \leq 1.9 \cdot 10^{-2}$. Расширенная неопределенность при доверительной вероятности $P=0.99$ и коэффициенте охвата $k=2,6$ не превосходит $5 \cdot 10^{-2}$. Для более тонких образцов (1 мм) с высокой проницаемостью $\varepsilon \approx 40$ расширенная неопределенность $\operatorname{tg}\delta$ в диапазоне 118 -178 ГГц будет не более 30 % при $\operatorname{tg}\delta \leq 1 \cdot 10^{-4}$.

Анализ составляющих неопределенности в (5.14) показал, что наибольший вклад при измерении ε может вносить неопределенность в толщине измеряемого образца δt , поскольку толщина измеряемых в ОР образцов обычно мала: от 1 до 5 мм. Коэффициент влияния неопределенности в толщине образца Ct достигает минимальных значений, когда на поверхностях образца находятся узлы электрического поля стоячей волны $E(\pm t) = 0$. Это означает, что на толщине образца должно укладываться целое число полувольт (в данном материале). Влияние неопределенности в длине резонатора при этом наибольшее. Для колебаний с четной зависимостью поля $E(z) \sim \cos(k_2 \sqrt{\varepsilon} z)$ это число должно быть нечетным $2p+1$, $p=0,1,2,\dots$. Для колебаний с нечетной зависимостью поля $E(z) \sim \sin(k_2 \sqrt{\varepsilon} z)$ оно должно быть четным $2p$, $p=1,2,3,\dots$. Поскольку резонансные частоты ОР расположены достаточно часто и значение диэлектрической проницаемости эталонных мер (образцов) приближенно известно по измерениям на более низких частотах, то можно выбрать частотный интервал, в котором данное условие приближенно выполняется. Для измерений необходим спектр резонансных частот пустого резонатора и соответствующие значения собственной добротности. Наиболее точными оказываются измерения на частотах, при которых толщина образца близка к целому числу полувольт в нем и на его плоских поверхностях электрическое поле близко к нулю.

5.5. Выводы

Анализ неопределенности измерений в открытом резонаторе, проведенный в разделе, позволяет сделать следующие выводы.

1. Точность измерения диэлектрической проницаемости в открытом резонаторе зависит от электрической толщины образца. Неопределенность в измерении толщины образца дает наименьший вклад при полуволновой и кратной ей толщине образца и узлах электрического поля на поверхностях образца. Неопределенность в длине резонатора дает при этом максимальный вклад.

2. Относительная доля электрической энергии в образце минимальна при узлах поля на поверхностях образца и максимальна при пучностях. Измерения малых диэлектрических потерь в образцах, толщиной более полуволны, на колебаниях с пучностями поля на поверхностях образца могут иметь меньшую неопределенность.

3. Расширенная неопределенность измерения диэлектрической проницаемости на разработанных при участии автора установках не превосходит 0,5 %, тангенса угла диэлектрических потерь 30 %.

4. Периодические зависимости измеряемых значений диэлектрической проницаемости от электрической толщины образцов, имеющие сдвиг на четверть волны между четными и нечетными колебаниями, требуют дополнительных исследований и возможно связаны со смещениями плоскости симметрии колебаний из-за неидеальной геометрии резонаторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным итогом диссертационной работы является создание установки для исследования диэлектрических свойств материалов в диапазоне частот 78 – 178 ГГц и получение высокоточных данных по диэлектрическим параметрам ряда материалов в этом диапазоне частот. При выполнении работы получены следующие результаты.

1. Теория открытого двухзеркального резонатора с симметрично расположенной плоскопараллельной диэлектрической пластиной обобщена на случай несимметричного расположения пластины из магнитодиэлектрика.
2. Экспериментально показано, что использование современных цифровых анализаторов цепей сантиметрового диапазона с цепочкой умножения и усиления сигнала позволяет создать достаточно простую и эффективную экспериментальную установку с частотным разрешением до нескольких герц в диапазоне частот до 178 ГГц.
3. Включение измерительного резонатора в тракт через один элемент связи имеет в миллиметровом диапазоне волн преимущества перед проходной схемой включения резонатора при малой мощности измерительного сигнала. Преимущество состоит в большем уровне сигнала на детекторе (большем отношении сигнал/шум), возможности наблюдения неравномерности АЧХ тракта и простой калибровке опорного уровня мощности путем введения поглотителя в резонатор. Установлено, что погрешность аппроксимации числового массива резонансной характеристики резонатора с одним элементом связи меньше погрешности аппроксимации характеристики проходного резонатора. Достигнута погрешность измерения добротности резонатора 0,5 %.
4. Экспериментально установлено, что диэлектрическая проницаемость исследованных образцов полиэтилена, фторопласта, плавящего кварца, керамики не изменяется в частотном диапазоне 6 – 178 ГГц на уровне погрешности измерения 0,5 %. Тангенс угла диэлектрических потерь в данных материалах монотонно возрастает с частотой. Относительный рост потерь больше в материалах с большей диэлектрической проницаемостью.
5. Разработанная установка введена в состав государственного первичного эталона единиц комплексной диэлектрической проницаемости ГЭТ110-2012.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Губкин А. Н. Физика диэлектриков. Т. 1. М.: Высшая школа 1971.
2. Корицкий Ю. В. Основы физики диэлектриков. М.: Энергия 1979.
3. Казарновский Д.М., Яманов С.А. Радиотехнические материалы. М.: Изд-во «Высшая школа», 1972.
4. Arthur R. Von Hippel. Dielectrics and Waves. The M. I. T. Press, 1954.
5. Gorur G. Raju. Dielectrics in electric fields. Marcel Dekker Inc. New York, 2003.
6. Дебай П. Полярные молекулы: пер. с нем.-М.-Л.: ГНТИ, 1931–247 с.
7. Cole K. S. and Cole R. H., Chem.Phys., 9 (1941), 341–351
8. Das Gupta D. K. & Scarpa P. C. N., Electrical Insulation, 15, No. 2 (1999) 23–32
9. Guillemin E. A. The Mathematics of Circuit Analysis. John Wiley and Sons, New York, 1949, p.339.
10. Kramers H. A., Atti. Congr. Int. Fisici, Como, 2(1927) 545.
11. Kronig R., J. Opt. Soc. Amer., 12 (1926) 547.
12. Daniel V. V., “Electric Relaxation”, Academic Press, London, 1967, p. 97.
13. Эмме Ф. Диэлектрические измерения. М. , «Химия», 1967, 220 с.
14. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М.: ГИФМЛ, 1963.
15. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. М.: Изд-во «Высшая школа», 1970.
16. Гудков О. И., Валенкевич В. А., Егоров В. Н. //Деп. рук. № 5216-81. М.: ВИНТИ, 1981.
17. Егоров В. Н. Резонансные методы исследования диэлектриков на СВЧ//ПТЭ, 2007, №2, С. 5-38.
18. Костромин В. В., Романов Б. С. ФГУП «ОКБ КП». Кабель – News/№8/август 2009
19. Mohamed Nurul Afsar. Dielectric Measurements of Millimeter-Wave Materials. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-32, No. 12, 1984.
20. IEEE 377–2–77. Recommended methods for the determination of the dielectric properties of insulating materials at frequencies above 300 MHz.
21. ГОСТ 27496.2–87. Материалы электроизоляционные. Методы определения диэлектрических свойств на частотах свыше 300 МГц. Резонансные методы.
22. Goubou G. // Electromagnetic Theory and Antennas. Pt. 2. 1963. P. 907.
23. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. Изд.: М., Наука, 1988.
24. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах: Методы и техника / Под ред. Р.А. Валитова, Б. И. Макаренко. – М.: Радио и связь, 1984. – 296с.
25. Альтман Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот. М.: Изд-во «Мир», 1968.

26. Tralli N. Classical electromagnetic theory. McGraw-Hill, 1963.
27. Валитов Р. А., Дюбко С. Ф., Камышан В.В. и др. Техника субмиллиметровых волн. – М.: Сов. Радио, 1969, –432с.
28. Jackson J. D., Classical electrodynamics, John Wiley and Sons, 1962. 2nd ed. 1975.
29. Keqian Zhang, Dejie Li. Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics. Springer, 2008.
30. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966.
31. Анищук В. В. Простой способ измерения диэлектрической проницаемости материалов в СВЧ диапазоне. Радиотехника, 1989, №9
32. Черепанов В. И. Резонансные методы исследования вещества. Соросовский образовательный журнал, № 9, 1997. с.86–90.
33. Tsuji M., Shigesawa H., and Takiyama K. Submillimeter-wave dielectric measurements using an open resonator. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, vol. 3, No. 6, 1982.
34. Феллерс Р. Г. Измерения на миллиметровых и микрометровых волнах. ТИИЭР, т. 74, №1, январь 1986.
35. Birch J. R., Clarke R. N. Dielectric and optical measurements from 30 to 1000 GHz. The Radio and Electronic Engineer, Vol.52, No. 11/12, pp. 565–584, November/December 1982.
36. Нефедов Е. И., Фиалковский А. Т. Открытые коаксиальные резонансные структуры (обзор). Изд.:Наука, Радиотехника и электроника, 1980 г.
37. Ильинский А. С., Слепян Г. Я. Колебания в электродинамических системах с потерями. М.: Изд-во МГУ, 1983.
38. Ананьев Ю. А., Неустойчивые резонаторы и их применения, // «Квантовая электроника», 1971, № 6.
39. Ильченко М. Е., Взятыхшев В. Ф., Гассанов Л. Г. и др. Диэлектрические резонаторы/ Под ред. М.Е. Ильченко. М.: Радио и связь, 1989.
40. Куш С. М., Кравец Е. Н. Приближенное определение параметров открытых диэлектрических резонаторов// Вестник Киевского политех. инст-та, 1983, №20–с.19–21.
41. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. Радио, 1966.
42. Взятыхшев В.Ф., Добромислов В.С. Метод дискового диэлектрического резонатора для измерения параметров высококачественных диэлектриков в миллиметровом

- диапазоне волн // Электротехническая промышленность. Сер. Кабельная техника. – 1978. – Вып. 10(164). – С.6–8.
43. Егоров В.Н., Мальцева И.Н. Азимутальные колебания в анизотропном диэлектрическом резонаторе // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1984. – Вып. 2(362). – С.36-39.
 44. Мигдал А. Б., Крайнов В. П. Приближенные методы квантовой механики. М.: Изд-во «Наука», 1966.
 45. Куш С. М., Кравец Е. Н. Приближенное определение параметров открытых диэлектрических резонаторов// Вестник Киевского политех. инст-та, 1983, №20-с.19-21.
 46. Воробьев Е. А. Анализ внешнего канала систем для измерения на СВЧ параметров диэлектриков. Разработки элементов градиентн. оптики и гибридных интегральных микросхем опт. и СВЧ-диапазонов, Тула 1979., Реф.журнал Радиотехника 1980, 2A281.
 47. Hodgson N., Weber H. Optical resonators – fundamentals, advanced concepts and applications. Springer–Verlag London, 1997.
 48. Терещенко А.И., Буртовой Д. П. Применение открытых предельных резонаторов для измерений параметров диэлектриков.
 49. Дзергач А. И. О колебаниях в открытых резонаторах биконического типа.
 50. Toraldo Di Francia G., Checcacci P. F., Scheggi A. M. Research on open resonators. Part I: Theory of Flat roof Resonators. Part II: experimental Tests of Microwave Models of Optical Resonators// Defense technical Information Center, Florence Univ., Italy, 1965.
 51. Лабутин С. А., Лопаткин А. В., Резонаторная система с.в.ч. – измерений комплексной диэлектрической проницаемости материалов. Приборы и техника эксперимента. – 1998.-№3. – с. 166-167.
 52. Власов Б. И., Мудрая Е. С., Пьяных Ю. М., Шишкина О. А. Исключение неоднозначности измерения диэлектрической проницаемости материалов радиооптическими методами. Изд.: Воронеж, 1981.
 53. Prokhorov A. M. Soviet Phys. JETP, vol. 34, 1958, p. 1658.
 54. Dicke R. H., Phy. Rev. 93, 99. (1954).
 55. Königer V. F. Measurement System for the Precise Determination of Dielectric Properties in the mm-Wave Range Based on Hemispherical Open Resonators//Frequenz.- 1989.-v.43.-no.7-8.-P.209-214.
 56. Звелто О. Принципы лазеров. №–3 изд. М.: Мир, 1990. -558 с. –ISBN 5-03-001053-X.

57. Clarke R.N. and Rosenberg C.B. Fabry – Perot and open resonators at microwave and millimeter wave frequencies, 2 – 300 GHz // J. Phys. E: Sci. Instrum. – 1982. – Vol. 15. – P.10-25.
58. Agrawal G. P. Lightwave technology: components and devices. – Wiley – IEEE, 2004.- 427 p. – ISBN 978947215738.
59. Agrawal G. P. Applications of nonlinear fiber optics. – 2nd ed. – Academic Press, 2008. – Vol. 10. – 508 p. – (Optics and Photonics Series). – ISBN 9780123743022.
60. Кошпаренок В. Н., Мележик П. Н., Поедичук А. Е., Шестопапов В. П. Взаимодействие волн в открытых резонаторах. ДАН СССР.-1984.-Т.274,№5.- С.1114-1117.
61. Goubou G. // Electromagnetic Theory and Antennas. Pt. 2. 1963. P. 907.
62. Cullen A. L., Yu P. K. Proc. Roy. Soc.Lond. 1971.-V.A.325, 493-509.
63. Cullen A. L., Yu P. K. Proc. Roy. Soc. A., 366, 165, 1979.
64. Yu P. K., Cullen A. L. Proc. R. Soc. Lond. A., 380, 49, 1982
65. Cullen A. L., Nagenthiram P. and Williams A. D. Proc. R. Soc. Vol.A329, 153(1972).
66. Jones R. G. Proc. IEE, 123, 285, 1976.
67. Valkenburg E. P., Derr V. E. A high-Q Fabry-Perot Interferometer for Water Vapor Absorption Measurements in the 100 GHz to 300 GHz Frequency Range. Proceedings of the IEEE
68. Krunov A. F., Parshin V. V., Golubyatnikov G. Yu., Leonov I. I., Konoplev Yu. N., and Markov V. N., IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 47, p. 284-289 (1999).
69. Harries J. E. Burrousn W. J., and Gebbie H. A. Millimetre wavelength spectroscopic observations of the water dimer in the vapour phase// J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.-1969. –V.9. –No.6. – p.799-807.
70. Krupnov A. F., Tretyakov M. Yu., Parshin V.V., Shanin V. N., and Myasnikova S. E. Modern Millimeter-Wave Resonator Spectroscopy of Broad Lines. Journal of Molecular Spectroscopy 202, 107-115 (2000).
71. Дунаевский Г. Е., Сусяев В. И., Емельянов Е. В., Кулешов Г. Е. Измерение влажности листовых материалов комбинацией радиофизического и суховесового методов// Электронный научный журнал «Исследовано в России».-2010. – <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2010/006.pdf>. –С.72-81.
72. Culshaw W. Интерферометр Фабри-Перо для радиоволн миллиметрового диапазона// Pros.Phys.Soc.-66 B. -1953. –V.7. –No 403. –p. 597-608.
73. Прохоров А. М. О молекулярном усилителе и генераторе на субмиллиметровых волнах // ЖЭТФ.- 1958. – Т.34.-С. 1658-1659.

74. Shawlow A. L., Townes C. H. Infrared and Optical Masers// *Phys. Rev.* – 1958. –V.112. –p.1940.
75. Dicke R. H. U.S. Patent 2851652. September 9, 1958.
76. Fox A. G. and Li T. Resonant Modes in a Maser Interferometer // *Bell Syst. Techn. Journ.* –1961.-V.40. –No.2. – p.453-488.
77. Boyd G. D. and Gordon J. P. Confocal multimode Resonator for Millimeter through Optical Masers//*Bell Techn. Journ.*-1961.-V.40.-No.2.- P. 489-508.
78. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы для квантовых генераторов света // *ЖЭТФ.* – 1963. – Т. 44. – С. 1050.
79. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы со сферическими зеркалами // *ЖЭТФ.* – 1963. – Т. 45. – С. 684
80. . Goubou G., Schwering F. // *IRE Trans.* 1961. V. AP-9, №3. P. 248-256 / Пер.: Губо Г., Шверинг Ф. // *Зарубежная электроника.* 1961. №11. С. 3.
81. Браун В., *Диэлектрики*, пер. с англ., М., 1961;
82. Clarke R.N. and Rosenberg C.B. Fabry – Perot and open resonators at microwave and millimeter wave frequencies, 2 – 300 GHz // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* – 1982. – Vol. 15. – P.10-25.
83. Kogelnik H. and Li T. *Proc. I.E.E.E.* Vol. 54, 1313 (1966).
84. Вертий А. А., Деркач В. Н., Шестопапов В. П. Исследование квазиоптических резонаторов методом пространственных спектров. *Известия высших учебных заведений. Радиофизика*, т. 26, №9, 1983, с. 1120-1125.
85. Mongia R. K., Arora R. K. Accurate measurement of the Q factor of an open resonator in the W-band frequency range. Department of Electrical Engineering, FAMU/FSU, College of Engineering, Tallahassee, Florida 32316-2175.1992.
86. Jones R.G. “Precise dielectric measurements at 35 GHz using an open microwave resonator”*Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 123, pp. 285-290, Apr. 1976.
87. Chan W. F. P. and Chambers B. A new technique for the measurement of the complex permittivity of curved dielectric specimens using an open resonator. *Proc. 5th International Conference on Antennas and Propagation*, England, 1987.
88. Chan W. F. P. and Chambers B Measurement of Non-planar Dielectric Samples Using an Open Resonator. *Microwave Theory and Techniques*, *IEEE Transactions*, 1987, Vol. 35, p.1429-1434.
89. Андросов В. П., Велиев Э. И., Вертий А.А., Шестопапов В. П. «Линзовый» эффект в открытом резонаторе с неоднородностью в виде плоскопараллельного слоя. *Украинский физический журнал*, 1985, т.30, №8.

90. Lynch A. C. Measurement of dielectric properties in an open resonator. 3rd Int. Conf. Dielectric mater. meas. and appl., Birmingham 1979.
91. Lynch A. C. Measurement of permittivity using an open resonator. IEEE Proceedings, Vol. 130, Pt. A, No. 7, November 1983, p. 365-368.
92. Устройство для контроля параметров диэлектрических материалов/ Дунаевский Г. Е., Инхиреев А. Л. Заявке N4878934/09, МКИ⁵ G 01N22/00//Патент N (11)2034276(RU).Опубликовано: 30.04.1995.
93. Lynch A. C. Measurement of permittivity by means of an open resonator. II-Experimental. Proc. R. Soc. Lond. A380, 73- 76(1982)
94. Auchterlonie L J and Ahmed I Y. Microwave wideband open resonator of large aperture J. Phys. E: Sci. Instrum, July, 1977.
95. Cullen A. L. On the accuracy of the beam-wave theory of the open resonator // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn.-1976.-V.24.-No.8.-P.534-535
96. Cullen A. L. and Kumar A. The absolute determination of extinction cross-sections by the use of an open resonator // Pros. Roy. Soc. Lond. – 1970.-V.A315. P.217-230.
97. Cullen A. L., Nagenthiram P. and Williams A. D. Improvement in open-resonator permittivity measurement// Electronics Letters. -1972.-V.8.-No. 23.-P.577-579.
98. Cook R. J. Jones R. G., and Rosenberg C. B. Copmarison of Cavity and Open-Resonator measurements of Permittivity and Loss Andles at 35 GHz//IEEE Trans. On Instrum. And Meas.-1974.-V.IM-23.-No.4.-P.438-442.
99. Yu P. K., and Cullen A. L. Measurement of permittivity by means of an open resonator. 1. Theoretical//Proc. Roy. Soc. Lond.-1982.V.A.-380.P.49-71.
- 100.Mohamed Nurul Afsar. Dielectric Measurements of Millimeter-Wave Materials. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-32, No. 12, 1984.
- 101.Komiyama B., Kiyokawa M., and Matsui T. Open resonator for Precision Dielectric Measurements in the 100 GHz band. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.39, No. 10, 1991.
- 102.Tsuji M., Shigesawa H., and Takiyama K. Submillimeter-wave dielectric measurements using an open resonator. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, vol. 3, No. 6, 1982.
- 103.Bucci O. M., Di Massa G. Open resonators powered by a rectangular waveguide. Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H., Vol. 139, 1992, p. 323-329.
- 104.Li Q. F., Chu K. R. Analysis of open resonators. Inter. Journal of Infrared and millimeter Waves, Vol.3, No.5, 1982, p.705-723.

105. Cook R. J. and Jones R. G. Correction to open resonator permittivity and loss measurements. Electronics Letters, Vol. 12, 1976, p. 1 – 2.
106. Konstantin A. Korolev, Shu Chen, and Mohammed N. Afsar. Complex Magnetic Permeability and Dielectric Permittivity of Ferrites in Millimeter Waves// IEEE Transactions on Magnetics, Vol.44, No.4, April 2008.
107. Kijima H., Zhang Y., Kobayashi N., Ohnuma S., and Masumoto H. High Frequency Soft Magnetic Performance on Magnetically Isotropic Co-Al-N Films in External Bias Field// IEEE Transactions on Magnetics, Vol.48, No.11, April 2012.
108. Mohammed N. Afsar, Konstantin A. Korolev, Asuka Namai, and Shin-Ichi Ohkoshi. Measurements of Complex Magnetic Permeability of Nano-Size ϵ - $\text{Al}_x\text{Fe}_{2-x}\text{O}_3$ Powder Materials at Microwave and Millimeter Wavelengths// IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 48, No.11, November 2012
109. V.V. Parshin, M.Yu. Tretyakov, M.A. Koshelev, E.A. Serov. Modern resonator spectroscopy at submillimeter wavelengths. IEEE Sensors Journal V.13. No.1. Jan. 2013 p.18-23.
110. Измеритель модуля коэффициента передачи и отражения Р2М-18/2- Руководство по эксплуатации. Микран, 2012.
111. ГОСТ 10994-74. Сплавы прецизионные. Марки.
112. Зубченко А. С., Колосков М. М., Каширский Ю. В. Марочник сталей и сплавов. Изд. Машиностроение, 2003.
113. Нонг Куок Куанг, Егоров В. Н. . Исследование диэлектрических параметров кварцевого стекла в диапазоне частот от 117 до 178 ГГц. Сборник научных трудов XVII Всероссийской научно-технической конференции «Современные проблемы радиоэлектроники», Красноярск: СФУ, 2014, С.338-342.
114. Нонг Куок Куанг. Делитель мощности в виде фторопластовой пленки с разными толщинами при исследовании двухзеркального резонатора. Материалы II Международной научно-практической конференции «Техника и технологии: Роль в развитии современного общества». Краснодар 2013, С. 135 – 139.
115. Пат. 1824546 РФ. Способ измерения абсолютного значения коэффициента отражения зеркала/ Знаменский В. Б.// Бюл. - 1993. - № 24.
116. Волков А. А., Козлов Г. В., Лебедев С. П. Оптимизация измерений диэлектрических параметров веществ в диапазоне субмиллиметровых волн. Радиотехника и электроника, №7, 1979.
117. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. М. Наука.1989.- 544 с. – ISBN 5-02-014033-3.

118. Власов, С. Н. Открытые резонаторы для измерения малых диэлектрических потерь / Власов С. Н., Копосова Е. В., Мясникова С. Е., Паршин В. В. // Журнал технической физики. - 2002. - Т.72, №12.
119. Калинин А.А. О влиянии диэлектрической плёнки на свойства открытого резонатора Фабри – Перо // Известия высших учебных заведений. Радиофизика – 1978. – Т. XXI, № 11. – С.1648-1652.
120. Дунаевский Г. Е., Инхиреев А. Л. Открытый резонатор с наклонной и перемещаемой диэлектрической пленкой // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. № 9. С. 1987–1990.
121. Егоров В. Н., Кашенко М. В., Масалов В. Л., Токарева Е. Ю, Нонг Куок Куанг. Государственный первичный эталон единиц комплексной диэлектрической проницаемости в диапазоне частот от 1 до 178,4 ГГц. Измерительная техника, 2014, №1, С. 3-7.
122. Parshin, V.V., Serov E.A., van't Klooster C.G.M. Precise measurements of materials and media in the mm/sub-mm ranges. IEEE, Antennas and Propagation (EUCAP), 6th European Conference, 2012, p. 598 – 602.
123. Нонг Куок Куанг. Измерение свойств диэлектриков в открытом резонаторе на частотах от 95 до 176 ГГц. Вестник Иркутского Государственного технического университета, 2013, №3, С. 95-99.
124. Егоров В. Н., Масалов В. Л., Нонг Куок Куанг. Метод открытого диэлектрического резонатора для измерения диэлектрических потерь в диапазоне частот 118-178 ГГц. Известия вузов. Физика, 2012-Т.55, № 8/2-с.302-304
125. Егоров В. Н., Нонг Куок Куанг. Программа расчета диэлектрических параметров по спектру резонансных частот открытого двухзеркального резонатора // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. № 2014615079 от 16 мая 2014 г. / Федеральная служба по интеллектуальной собственности. – 2014.
126. ГОСТ Р 54500.1-2011/Руководство ИСО/МЭК 98-1:2009 «Неопределенность измерения. Часть 1. Введение в руководства по неопределенности измерения». М.: Стандартиформ, 2012.
127. ГОСТ Р 54500.3-2011/Руководство ИСО/МЭК 98-3:2008 «Неопределенность измерения. Часть 3. Руководство по выражению неопределенности измерения». М.: Стандартиформ, 2012.
128. ГОСТ Р 54500.3.1-2011/Руководство ИСО/МЭК 98-3:2008/Дополнение 1:2008 «Неопределенность измерения. Часть 3. Руководство по выражению

неопределенности измерения. Дополнение 1. Трансформирование распределений с использованием метода Монте-Карло». М.: Стандартинформ, 2012.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Выражения для производных от параметров резонатора по входным величинам

$$\frac{\partial \Phi_t}{\partial \varepsilon} = -\frac{t/(\rho\sqrt{\varepsilon})}{1+[t/(\rho\sqrt{\varepsilon})]^2} \left[\frac{1}{2\varepsilon} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon} \right],$$

$$\frac{\partial \Phi_L}{\partial \varepsilon} = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{1+\left[\frac{1}{\rho}\left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right)\right]^2} \left[\frac{t}{\varepsilon^2} + \left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right) \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon} \right] + \frac{1}{1+\left(\frac{t}{\rho\varepsilon}\right)^2} \left(\frac{t}{\rho\varepsilon}\right) \left[\frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon} \right],$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon} = \frac{t}{2\rho\varepsilon^2} \left[2\left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right) - R_0 \right],$$

$$\frac{\partial \Phi_t}{\partial t} = \frac{1/(\rho\sqrt{\varepsilon})}{1+[t/(\rho\sqrt{\varepsilon})]^2} \left[1 - \frac{t}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right],$$

$$\frac{\partial \Phi_L}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{1+\left[\frac{1}{\rho}\left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right)\right]^2} \left[\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right) \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right] - \frac{1}{1+\left(\frac{t}{\rho\varepsilon}\right)^2} \left(\frac{1}{\rho\varepsilon}\right) \left[1 - \frac{t}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right],$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{2\rho} \left[2\left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right) - R_0 \right] \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right),$$

$$\frac{\partial \Phi_t}{\partial L} = -\frac{t/(\rho\sqrt{\varepsilon})}{1+[t/(\rho\sqrt{\varepsilon})]^2} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial L} \right],$$

$$\frac{\partial \Phi_L}{\partial L} = \frac{1}{\rho} \frac{1}{1+\left[\frac{1}{\rho}\left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right)\right]^2} \left[1 - \left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right) \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial L} \right] + \frac{1}{1+\left(\frac{t}{\rho\varepsilon}\right)^2} \left(\frac{t}{\rho\varepsilon}\right) \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial L} \right],$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial L} = -\frac{1}{2\rho} \left[2\left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right) - R_0 \right],$$

$$\frac{\partial \Phi_t}{\partial R_0} = -\frac{t/(\rho\sqrt{\varepsilon})}{1+[t/(\rho\sqrt{\varepsilon})]^2} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial R_0} \right],$$

$$\frac{\partial \Phi_L}{\partial R_0} = \left[\frac{1}{1+\left(\frac{t}{\rho\varepsilon}\right)^2} \left(\frac{t}{\rho\varepsilon}\right) - \frac{1}{1+\left[\frac{1}{\rho}\left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right)\right]^2} \left[\frac{1}{\rho}\left(L_t + \frac{t}{\varepsilon}\right)\right] \right] \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial R_0},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial R_0} = \frac{1}{2\rho} \left(L_t + \frac{t}{\varepsilon} \right)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Таблица П.1

Спектр резонансов ОР 37-54 и его параметры

Условие измерения	Температура: 20,1 ⁰ С; Влажность: 31%; Давление атмосферы: 717 ммРт. ст.					
Резонансная частота, ГГц (1)	Расстояние между резонансами, МГц (2)	Добротность (3)	R, мм (4)	δR (5)	D, мм (6)	δD (7)
38,99707*		163664	149,955	$9,49 \cdot 10^{-5}$	268,163	$1,56 \cdot 10^{-4}$
39,556026	558,956	159301				
40,114567	558,541	167234				
40,673380	558,813	163527				
41,232211	558,831	162321				
41,791147	558,936	161666	150,031	$1,24 \cdot 10^{-5}$	268,16	$1,56 \cdot 10^{-5}$
42,349913	558,766	159878				
42,908703	558,790	173058				
43,467507	558,804	169424				
44,026309	558,802	186517				
44,585246	558,937	176069	150,379	$4,84 \cdot 10^{-5}$	268,151	$8,19 \cdot 10^{-5}$
45,144014	558,768	188472				
45,702952	558,938	178272				
46,261679	558,727	176951				
46,820477	558,798	173394				
47,379277	558,800	176916	150,558	$3,4 \cdot 10^{-5}$	268,148	$4,67 \cdot 10^{-5}$
47,938099	558,822	183194				
48,496867	558,768	184319				
49,055650	558,783	174037				
49,614535	558,885	185022				
50,173184	558,649	180679	150,069	$3,04 \cdot 10^{-5}$	268,158	$4,66 \cdot 10^{-5}$
50,732001	558,817	168607				
51,290717	558,716	173526				
51,849536	558,819	161956				
52,408360	558,824	159992				
52,967239	558,878	162388	149,625	$4,15 \cdot 10^{-5}$	268,166	$6,51 \cdot 10^{-5}$
53,525914	558,676	145057				
54,084752	558,838	133401				
54,643530	558,778	132977				
55,202351	558,821	125872				

Спектр резонансов ОР 53-78 и его параметры

Условие измерения	Температура: 25 ⁰ С; Влажность: 52%; Давление атмосферы: 717 ммРт. ст.					
Резонансная частота, ГГц (1)	Расстояние между резонансами, МГц (2)	Добротность (3)	R, мм (4)	δR (5)	D, мм (6)	δD (7)
51,577499*		89403	150,537	$4,01 \cdot 10^{-5}$	249,059	$5,54 \cdot 10^{-5}$
52,179074	601,575	90548				
52,780797	601,723	74384				
53,382408	601,611	81710				
53,984088	601,680	80352				
54,585660	601,572	77635	150,834	$5,8 \cdot 10^{-5}$	249,055	$6,71 \cdot 10^{-5}$
55,187311	601,651	82567				
55,788946	601,635	82701				
56,390517	601,571	78157				
56,992282**	601,765	65690				
56,992282*		70543	150,111	$6,68 \cdot 10^{-5}$	249,064	$9,74 \cdot 10^{-5}$
57,593876	601,594	68204				
58,195617	601,741	64813				
58,797104	601,487	65187				
59,398819	601,715	71718				
60,000367	601,548	65001	151,27	$7,93 \cdot 10^{-5}$	249,051	$9,42 \cdot 10^{-5}$
60,602056	601,689	66900				
61,203711	601,655	62011				
61,805233	601,522	56341				
62,407030	601,797	56139				
63,008449	601,419	49888	155,662	$3,81 \cdot 10^{-4}$	249,007	$3,78 \cdot 10^{-4}$
63,610390	601,941	31240				
64,211795	601,405	43759				
64,813197	601,402	54250				
65,415537	602,340	53514				
66,017147	601,610	30325	147,915	$1,01 \cdot 10^{-4}$	249,087	$1,3 \cdot 10^{-4}$
66,618602	601,455	89524				
67,220409	601,807	58409				
67,821947	601,538	44334				
68,423464	601,517	68402				
69,025139	601,675	34580	152,558	$2,08 \cdot 10^{-4}$	249,039	$2,85 \cdot 10^{-4}$
69,626663	601,524	30572				
70,228588	601,925	55317				
70,829884	601,296	82528				
71,431914	602,030	55652				

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
72,033220	601,306	66883	148,625	$1,58 \cdot 10^{-4}$	249,078	$2,16 \cdot 10^{-4}$
72,635038	601,818	60610				
73,236500	601,462	79026				
73,838318	601,818	67714				
74,439621	601,303	83750				
75,041523	601,902	76584	149,019	$1,09 \cdot 10^{-4}$	249,065	$1,5 \cdot 10^{-4}$
75,642848	601,325	77213				
76,244856	602,008	58269				
76,846277	601,421	42436				
77,447897	601,620	50057				
78,049644	601,747	32456				

Таблице П.3

Спектр резонансов ОР 78-118 и его параметры

Условие измерения	Температура: 23,1 ⁰ С; Влажность: 45%; Давление атмосферы: 713 ммРт. ст.					
Резонансная частота, ГГц (1)	Расстояние между резонансами, МГц (2)	Добротность (3)	R, мм (4)	δR (5)	D, мм (6)	δD (7)
80,79383*		187016	150,545	$3,42 \cdot 10^{-5}$	248,008	$4,88 \cdot 10^{-5}$
81,397988	604,158	186968				
82,002216	604,228	167855				
82,606329	604,113	193837				
83,210564	604,235	198777				
83,81497*		192085	150,26	$9,36 \cdot 10^{-5}$	248,01	$9,52 \cdot 10^{-5}$
84,419120	604,150	180249				
85,023311	604,191	171924				
85,627587	604,276	183991				
86,231790	604,203	170726				
95,89857*		228700	150,261	$1,34 \cdot 10^{-4}$	247,976	$1,2 \cdot 10^{-4}$
96,502986	604,416	150644				
97,107315	604,329	153854				
97,711391	604,176	176715				
98,315621	604,230	158059				
101,33595*		146377	147,695	$1,51 \cdot 10^{-4}$	248,028	$1,57 \cdot 10^{-4}$
101,940112	604,162	158910				
102,544451	604,339	159636				
103,148610	604,159	144994				
103,752489	603,879	150577				

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
111,00303*		128539	144,485	$1,37 \cdot 10^{-4}$	248,049	$1,61 \cdot 10^{-4}$
111,606832	603,802	132556				
112,211029	604,197	134973				
112,815255	604,226	144172				
113,419363	604,108	135149				
114,315339*		148573	145,411	$5,75 \cdot 10^{-5}$	248,034	$9,71 \cdot 10^{-5}$
114,919416	604,077	149026				
115,523711	604,295	146352				
116,127735	604,024	147785				
116,731873	604,138	145670				
117,336155	604,282	139274	146,876	$8,15 \cdot 10^{-5}$	248,025	$5,43 \cdot 10^{-5}$
117,939923	603,768	141348				
118,544419	604,496	139161				
119,148433	604,014	134309				
119,752775	604,342	135867				

Таблице П.4

Спектр резонансов ОР 116-176,5 и его параметры

Условие измерения	Температура: 23,3 ⁰ С; Влажность: 48%; Давление атмосферы: 715 ммРт. ст.					
Резонансная частота, ГГц (1)	Расстояние между резонансами, МГц (2)	Добротность (3)	R, мм (4)	δR (5)	D, мм (6)	δD (7)
116,61504*		105683	151,376	$4,56 \cdot 10^{-5}$	247,636	$4,43 \cdot 10^{-5}$
117,220151	605,112	144202				
117,825306	605,155	170431				
118,430424	605,118	141680				
119,035452	605,028	121431				
119,640937	605,485	99310	150,288	$2,11 \cdot 10^{-4}$	247,642	$2,34 \cdot 10^{-4}$
120,245958	605,021	124638				
120,850710	604,752	138901				
121,456144	605,434	179416				
122,061294	605,150	172678				
122,666444	605,150	175118	152,742	$2,34 \cdot 10^{-4}$	247,628	$2,4 \cdot 10^{-4}$
123,271652	605,208	165103				
123,876353	604,701	126880				
124,481569	605,216	189959				
125,086933	605,364	151773				

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
125,692012	605,079	136741	145,527	$1,26 \cdot 10^{-4}$	247,669	$1,38 \cdot 10^{-4}$
126,297165	605,153	146477				
126,902325	605,160	166285				
127,507135	604,810	161932				
128,112104	604,969	155299				
128,717331	605,227	176822	153,093	$2,53 \cdot 10^{-5}$	247,627	$2,19 \cdot 10^{-5}$
129,322420	605,089	136200				
129,927536	605,116	182695				
130,532684	605,148	138438				
131,137832	605,148	152160				
131,742811	604,979	120922	151,827	$1,78 \cdot 10^{-4}$	247,633	$1,62 \cdot 10^{-4}$
132,348192	605,381	154229				
132,953315	605,123	104845				
133,558254	604,939	141886				
134,163251	604,997	131990				
134,768670	605,419	95743	145,579	$2,07 \cdot 10^{-4}$	247,667	$2,28 \cdot 10^{-4}$
135,373516	604,846	79231				
135,978413	604,897	118397				
136,583345	604,932	159592				
137,188784	605,439	91537				
137,794129	605,345	91640	155,801	$2,28 \cdot 10^{-4}$	247,615	$2,24 \cdot 10^{-4}$
138,399422	605,293	119360				
139,004353	604,931	131407				
139,609278	604,925	146031				
140,214748	605,470	81863				
140,819804	605,056	100160	146,64	$2,34 \cdot 10^{-4}$	247,659	$2,72 \cdot 10^{-4}$
141,425079	605,275	143981				
142,029778	604,699	105569				
142,634616	604,838	164305				
143,239992	605,376	91541				
143,844731	604,739	112235	152,369	$1,93 \cdot 10^{-4}$	247,591	$1,6 \cdot 10^{-4}$
144,450188	605,457	113376				
145,055376	605,188	187484				
145,660360	604,984	93620				
146,265588	605,228	114257				
146,870919	605,331	162160	140,178	$1,11 \cdot 10^{-4}$	247,695	$1,63 \cdot 10^{-4}$
147,475981	605,062	163100				
148,080644	604,663	152135				
148,685686	605,042	100653				
149,290755	605,069	110494				

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
149,895928	605,173	147416	150,989	$1,23 \cdot 10^{-4}$	247,637	$1,77 \cdot 10^{-4}$
150,501180	605,252	87718				
151,106044	604,864	111016				
151,711352	605,308	126992				
152,316327	604,975	115217				
152,921751	605,424	95765	147,133	$8,78 \cdot 10^{-5}$	247,655	$1,28 \cdot 10^{-4}$
153,526974	605,223	116791				
154,131874	604,900	114056				
154,737026	605,152	120577				
155,341980	604,954	157000				
155,946943	604,963	136669	154,842	$3,75 \cdot 10^{-5}$	247,586	$4,18 \cdot 10^{-5}$
156,552159	605,216	113105				
157,157425	605,266	144076				
157,762583	605,158	156022				
158,367846	605,263	112590				
159,577878	604,955	139961	155,168	$8,94 \cdot 10^{-5}$	247,62	$1,03 \cdot 10^{-4}$
160,182886	605,008	152189				
160,788006	605,120	110548				
161,393177	605,171	114900				
161,998445	605,268	128481				
162,603015	604,570	138248	156,045	$6,34 \cdot 10^{-5}$	247,618	$5,63 \cdot 10^{-5}$
163,208138	605,123	139164				
163,813230	605,092	112177				
164,418359	605,129	115462				
165,023606	605,247	104933				
165,628576	604,970	165936	157,794	$5,78 \cdot 10^{-5}$	247,612	$6,16 \cdot 10^{-5}$
166,233695	605,119	119531				
166,838969	605,274	121441				
167,444092	605,123	116188				
168,049226	605,134	106857				
168,654285	605,059	140909	149,218	$8,6 \cdot 10^{-5}$	247,644	$8,44 \cdot 10^{-5}$
169,259400	605,115	113650				
169,864609	605,209	120248				
170,469644	605,035	127103				
171,074617	604,973	119985				
171,679857	605,240	112877	148,666	$8,43 \cdot 10^{-5}$	247,695	$1,22 \cdot 10^{-4}$
172,284941	605,084	107427				
172,889904	604,963	108430				
173,494941	605,037	123174				
174,099691	604,750	120087				

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
174,099691	604,750	120087	158,231	$3,34 \cdot 10^{-4}$	247,612	$2,93 \cdot 10^{-4}$
174,704951	605,260	93186				
175,310574	605,623	126215				
175,915458	604,884	160389				
176,520342	604,850	155233				

* – для первого значения резонансных частот не рассчитано расстояние между резонансами

** – частоты повторены (участки рабочего диапазона частот перекрыты).

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

РАСЧЕТ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПО СПЕКТРУ ОТКРЫТОГО ДВУХЗЕРКАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА

Авторы: Егоров В. Н., Нонг Куок Куанг

Управление итерацией в численном методе

$$\text{TOL} := 10^{-14}$$

1. ПАРАМЕТРЫ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ И ВХОДНЫЕ ДАННЫЕ

ДАННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ (получены измерителем влажности и температуры ИВТТМ-7М)

Температура (в градусах)	$T := 20.1$
Давление атмосфера (в мм Рт. столб.)	$P := 716$
Влажность воздуха (в %)	$F_i := 40$

ВХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Выбор диапазона рабочей частоты	
Минимальная частота (ГГц)	$f_{\min} := 148$
Максимальная частота (ГГц)	$f_{\max} := 150$

Толщина образца (мм)	$tt := 5.176$
Измеренная диэлектрическая проницаемость образца другими методами	$\varepsilon_1 := 3.80$

Измеренный тангенс угла потерь образца другими методами	$\text{tg}\delta := 1.5 \cdot 10^{-3}$
Скорость распространения света в вакууме в м/с*10 ⁶	$c := 299.79245$

Определение диэлектрическую проницаемость воздуха ε_2

$$T_0 := 273.1$$

$$T_K := 273.15 + T$$

$$\varepsilon_2 := \left| \begin{array}{l} a_1 \leftarrow 10.79574 \left(1 - \frac{T_0}{T_K} \right) \\ a_2 \leftarrow 5.02800 \log \left(\frac{T_K}{T_0}, 10 \right) \\ b_1 \leftarrow -8.2969 \left[\left(\frac{T_K}{T_0} \right) - 1 \right] \\ b_2 \leftarrow 4.76955 \left(1 - \frac{T_0}{T_K} \right) \\ A \leftarrow 0.78614 + a_1 - a_2 + 1.50475 \cdot 10^{-4} \cdot \left(1 - 10^{b_1} \right) + 4.2873 \cdot 10^{-4} \cdot \left(10^{b_2} - 1 \right) \\ P_1 \leftarrow 1.3322 \cdot P + \left[\frac{4810 \cdot 10^A \cdot \left(\frac{F_i}{100} \right)}{T_K} \right] \\ \varepsilon_{\text{air}} \leftarrow \left(1 + 77.6 \cdot \frac{P_1}{T_K} \cdot 10^{-6} \right)^2 \\ \varepsilon_{\text{air}} \end{array} \right.$$

2. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПУСТОГО РЕЗОНАТОРА

2.1. Экспериментальные резонансные частоты пустого резонатора f_0 , ГГц, собственная добротность Q_0 и преобразование с поправкой

Выбран начальный индекс матрицы

$$\text{ORIGIN} := 1$$

Массив значений резонансных частот пустого резонатора (ГГц)

$$f_0 := (170.476 \ 171.081 \ 171.686 \ 172.291 \ 172.896 \ 173.501 \ 174.106 \ 174.712 \ 175.317 \ 175.922)$$

Массив значений добротности резонатора, соответствующих данным значениям резонансных частот пустого резонатора

$$Q_0 := (147159 \ 139610 \ 133714 \ 134374 \ 156788 \ 154636 \ 159254 \ 148889 \ 138769 \ 142356)$$

$$f_{00a} := f_0^T$$

$$Q_{00} := Q_0^T$$

"Спектр резонансных частот с поправкой при толщине пленки деления 20мкм"

$$f_{00} := f_{00a} \cdot 1.00005$$

2.2. Расчет длины резонатора и радиус зеркал

Нахождение частотного расстояния между резонансами $n = \text{length}(f_{00})$
пустом открытом резонаторе

$$n := 1..m - 1$$

$$i := 1..m$$

$$m = 10$$

$$\Delta f_n := f_{00_{n+1}} - f_{00_n}$$

Длина резонатора(мм)

$$D := \frac{c}{2 \cdot \Delta f \cdot \sqrt{\epsilon_2}}$$

$$D_0 := \text{mean}(D)$$

$$\text{rmsD} := \text{stdev}(D)$$

СКО длины резонатора

$$\delta D := \frac{\text{rmsD}}{D_0 \cdot \sqrt{m - 2}}$$

Длина половины части резонатора (мм)

$$L_0 := \frac{D_0}{2}$$

Начальное приближение по радиусу кривизны зеркал R, мм

$$R := 150.0$$

Продольный индекс колебаний

$$q_1 := \text{round} \left[\frac{2}{\pi} \cdot \left(\gamma - \text{atan} \left(\sqrt{\frac{L_0}{R - L_0}} \right) \right) \right]$$

$$\Theta_i := \gamma_i - q_{1i} \cdot \frac{\pi}{2}$$

$$S := (\sin(\Theta))^2$$

Радиус кривизны зеркал (мм)

$$R1 := \frac{L0}{S}$$

$$R0 := \text{mean}(R1)$$

$$\text{rmsR1} := \text{stdev}(R1)$$

СКО радиуса зеркал резонатора

$$\delta R0 := \frac{\text{rmsR1}}{R0 \cdot \sqrt{m-2}}$$

$$D0 = 247.631$$

$$\delta D = 1.83 \times 10^{-4}$$

$$D := D0$$

$$R0 = 149.801$$

$$\delta R0 = 2.36 \times 10^{-4}$$

ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАТОРА

Параметры резонатора и среды

$$D = 247.631$$

$$\varepsilon 2 = 1.000587$$

$$R0 = 149.801$$

$$\mu 0 := 4\pi \cdot 10^{-10}$$

$$\sigma := 2.0 \cdot 10^3$$

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА СИММЕТРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА С ОБРАЗЦОМ

3.1. Вспомогательные величины

Половина толщины образца (мм)

$$t := \frac{tt}{2}$$

$$L0 := \frac{D}{2}$$

Длина половины пустой части резонатора(мм)

$$Lt := L0 - t$$

Относительная диэлектрическая проницаемости образца относительно среды

$$\varepsilon := \frac{\varepsilon 1}{\varepsilon 2}$$

Параметры пучка гауссова

$$k2w := 2 \cdot \sqrt{\left(Lt + \frac{t}{\varepsilon} \right) \cdot \left[R0 - \left(Lt + \frac{t}{\varepsilon} \right) \right]}$$

Поправочная фаза к половине толщины образца

$$\Phi t := \text{atan}\left(\frac{t}{k2w \cdot \sqrt{\varepsilon}} \right)$$

Поправочная фаза к половине пустой части резонатора

$$\Phi L := \text{atan}\left[\left(\frac{2}{k2w} \right) \cdot \left(Lt + \frac{t}{\varepsilon} \right) \right] - \text{atan}\left(\frac{t}{\varepsilon \cdot k2w} \right)$$

Производные от Φt , ΦL по радиусу кривизны зеркал $R0$

$$d\Phi t dR := \left(\frac{-t}{\sqrt{\varepsilon} k2w} \right) \cdot \left[\left[1 + \left(\frac{t}{\sqrt{\varepsilon} k2w} \right)^2 \right] \cdot 2 \cdot \left[R0 - \left(Lt + \frac{t}{\varepsilon} \right) \right] \right]^{-1}$$

$$d\Phi_{LdR} := \left[2 \cdot k2w \cdot \left[R0 - \left(Lt + \frac{t}{\varepsilon} \right) \right] \right]^{-1} \cdot \left[\frac{t}{\varepsilon \cdot \left[1 + \left(\frac{t}{\varepsilon \cdot k2w} \right)^2 \right]} \right] - \frac{2 \cdot \left(Lt + \frac{t}{\varepsilon} \right)}{\left[1 + \left[\frac{2}{k2w} \cdot \left(Lt + \frac{t}{\varepsilon} \right) \right]^2 \right]}$$

3.2. Число полуволн в половине пустой части резонатора и в образце

Минимальное волновое число	$k2min := 2\pi \cdot fmin \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon 2}}{c}$
Максимальное волновое число	$k2max := 2\pi \cdot fmax \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon 2}}{c}$
Число полуволн, соответствующее $k2min$	$qmin := k2min \cdot \frac{Lt}{\pi}$
Число полуволн, соответствующее $k2max$	$qmax := k2max \cdot \frac{Lt}{\pi}$
	$qmi := \text{trunc}(qmin)$
	$qma := \text{trunc}(qmax)$

Резонансная частота при целом числе полуволн в образце

$$fr0 := (i \cdot \pi + 2\Phi t) \cdot \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot tt \cdot \sqrt{\varepsilon 1}}$$

3.3. Спектр четных fes и нечетных fes колебаний резонатора с образцом



Граничные условия для нечетного колебания с резонансной частотой fes (ГГц) (нуль E в плоскости симметрии)

$$Fs(x) := \begin{cases} \Psi 2 \leftarrow x \cdot Lt - \Phi L \\ \Psi 1 \leftarrow x \cdot t \cdot \sqrt{\varepsilon} - \Phi t \\ \Psi 2 + \text{atan}\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot \tan\left(\Psi 1 - \frac{0 \cdot \pi}{2}\right)\right) - q \cdot \pi \end{cases}$$

Граничные условия удовлетворяются

Giver

$$Fs(x) = 0$$

$$xs := \text{Find}(x)$$

Нахождение резонансной частоты нечетного колебания

$$f_{es} := \frac{x_s \cdot c}{2\pi \sqrt{\varepsilon_2}}$$

Фаза нечетного колебания в образце

$$\Psi_{1s} := x_s \cdot t \cdot \sqrt{\varepsilon} - \Phi t$$

Фаза нечетного колебания в пустой части резонатора

$$\Psi_{2s} := x_s \cdot Lt - \Phi L$$

$$m_s := \frac{2 \cdot \Psi_{1s}}{\pi}$$

Граничные условия для четного колебания с резонансной частотой f_{ec} (Гц) (максимум E в плоскости симметрии)

$$F_c(x) := \begin{cases} \Psi_{2c} \leftarrow x \cdot Lt - \Phi L \\ \Psi_{1c} \leftarrow x \cdot t \cdot \sqrt{\varepsilon} - \Phi t \\ \Psi_{2c} + \operatorname{atan}\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot \tan\left(\Psi_{1c} - \frac{\pi}{2}\right)\right) - q \cdot \pi \end{cases}$$

Нахождение резонансной частоты четного колебания

$$\begin{aligned} &\text{Given} \\ &F_c(x) = 0 \\ &\quad \rightarrow \\ &x_c := \operatorname{Find}(x) \\ &f_{ec} := \frac{x_c \cdot c}{2\pi \sqrt{\varepsilon_2}} \end{aligned}$$

Фаза четного колебания в образце

$$\Psi_{1c} := x_c \cdot t \cdot \sqrt{\varepsilon} - \Phi t$$

Фаза четного колебания в пустой части резонатора

$$\Psi_{2c} := x_c \cdot Lt - \Phi L$$

$$m_c := \frac{2 \cdot \Psi_{1c}}{\pi}$$

$$n := q_{mi} .. q_{ma} - 1$$

$$\Delta f_{ec_n} := f_{ec_{n+1}} - f_{ec_n}$$

Значения резонансных частот без умножения (индикации в программе Graphit P2M)

$$f_{ec9} := \frac{f_{ec}}{9}$$

$$f_{es9} := \frac{f_{es}}{9}$$

Интервалы между резонансами (Гц)

$$\Delta f_{es_n} := f_{es_{n+1}} - f_{es_n}$$

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ - КОЭФФИЦИЕНТЫ ЗАПОЛНЕНИЯ РЕЗОНАТОРА K_{1e} И КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗМЕНЕНИЯ ОМИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ η

Отношение квадратов амплитуд электрического поля в пустой части резонатора и образце для четного колебания

$$\xi_c := \begin{cases} \text{for } q \in q_{mi} .. q_{ma} \\ \xi_{1q} \leftarrow \frac{\cos(\Psi_{1c_q})^2}{\sin(\Psi_{2c_q})^2} \\ \xi_{2q} \leftarrow \frac{\sin(\Psi_{1c_q})^2 \cdot \varepsilon}{\cos(\Psi_{2c_q})^2} \\ \xi_{c_q} \leftarrow \xi_{1q} \text{ if } |\sin(\Psi_{2c_q})| > 10^{-4} \\ \xi_{c_q} \leftarrow \xi_{2q} \text{ if } |\sin(\Psi_{2c_q})| \leq 10^{-4} \\ q \leftarrow q + 1 \\ \xi_c \end{cases}$$

Коэффициент энергетического заполнения
для четного колебания

$$K1ec := \begin{cases} \text{for } q \in qmi .. qma \\ \Phi1c_q \leftarrow 1 - \frac{\sin(2\Psi1c_q)}{2 \cdot \Psi1c_q} \\ \Phi2c_q \leftarrow 1 - \frac{\sin(2\Psi2c_q)}{2 \cdot \Psi2c_q} \\ K1ec_q \leftarrow \left(1 + \xi c_q \cdot \frac{Lt \cdot \Phi2c_q}{\varepsilon \cdot t \cdot \Phi1c_q} \right)^{-1} \\ q \leftarrow q + 1 \\ K1ec \end{cases}$$

Отношение квадратов амплитуд
электрического поля
в пустой части резонатора и образце
для нечетного колебания

$$\xi s := \begin{cases} \text{for } q \in qmi .. qma \\ \xi1_q \leftarrow \frac{\sin(\Psi1s_q)^2}{\sin(\Psi2s_q)^2} \\ \xi2_q \leftarrow \frac{\cos(\Psi1s_q)^2 \cdot \varepsilon}{\cos(\Psi2s_q)^2} \\ \xi s_q \leftarrow \xi1_q \text{ if } |\sin(\Psi2s_q)| > 10^{-4} \\ \xi s_q \leftarrow \xi2_q \text{ if } |\sin(\Psi2s_q)| \leq 10^{-4} \\ q \leftarrow q + 1 \\ \xi s \end{cases}$$

Коэффициент энергетического заполнения
для нечетного колебания

$$K1es := \begin{cases} \text{for } q \in qmi .. qma \\ \Phi1s_q \leftarrow 1 - \frac{\sin(2\Psi1s_q)}{2 \cdot \Psi1s_q} \\ \Phi2s_q \leftarrow 1 - \frac{\sin(2\Psi2s_q)}{2 \cdot \Psi2s_q} \\ K1es_q \leftarrow \left(1 + \xi s_q \cdot \frac{Lt \cdot \Phi2s_q}{\varepsilon \cdot t \cdot \Phi1s_q} \right)^{-1} \\ q \leftarrow q + 1 \\ K1es \end{cases}$$

Расчет по литературе (Автор: Cullen A. L., Yu P. K.// Proc. Roy. Soc. London.1971. V.325.Ser.A.P.493)

Коэффициент энергетического заполнения
для четного колебания

$$K1c := \left| \begin{array}{l} \text{for } q \in qmi..qma \\ \Delta c_q \leftarrow \varepsilon \cdot \left(\varepsilon \cdot \sin(\Psi1c_q)^2 + \cos(\Psi1c_q)^2 \right)^{-1} \\ K1c_q \leftarrow \left[\frac{\Delta c_q \cdot t + Lt}{\Delta c_q \cdot t + (2 \cdot xc_q)^{-1} \cos(2 \cdot \Psi2c_q)} \right]^{-1} \\ q \leftarrow q + 1 \\ K1c \end{array} \right.$$

Коэффициент энергетического заполнения
для нечетного колебания

$$K1s := \left| \begin{array}{l} \text{for } q \in qmi..qma \\ \Delta s_q \leftarrow \varepsilon \cdot \left(\varepsilon \cdot \cos(\Psi1s_q)^2 + \sin(\Psi1s_q)^2 \right)^{-1} \\ K1s_q \leftarrow \left[\frac{\Delta s_q \cdot t + Lt}{\Delta s_q \cdot t + (2 \cdot xs_q)^{-1} \sin(2 \cdot \Psi2s_q)} \right]^{-1} \\ q \leftarrow q + 1 \\ K1s \end{array} \right.$$

$$Ktt := \frac{t}{L0}$$

Коэффициент изменения омических потерь η

Расчетная глубина скин-слоя $\Delta 0c, \Delta 0s$ (мм)	$\Delta 0c := (\pi \cdot \mu 0 \cdot fec \cdot 10^9 \cdot \sigma)^{-0.5}$
	$\Delta 0s := (\pi \cdot \mu 0 \cdot fes \cdot 10^9 \cdot \sigma)^{-0.5}$
Омическая добротность резонатора для четного колебания	$Qrc := \frac{L0}{\Delta 0c}$
Собственная добротность резонатора с четным колебанием	$Qec := (Qrc^{-1} + K1ec \cdot tg\delta)^{-1}$
Омическая добротность резонатора для нечетного колебания	$Qrs := \frac{L0}{\Delta 0s}$
Собственная добротность резонатора с нечетным колебанием	$(Qrs^{-1} + K1es \cdot tg\delta)^{-1}$

5. РАСЧЕТ ε И $\text{tg}\delta$ ПО ЭСПЕРИМЕНТАЛЬНОМУ СПЕКТРУ

ORIGIN := 1

5.1. Расчет диэлектрической проницаемости образца ε

Экспериментальная резонансная частота четного колебания	$f_{ce} := (147.03034)$
Собственная добротность пустого резонатора для четного колебания	$Q0_{ec} := 2355$
Собственная добротность резонатора с образцом для четного колебания	$Q00c := 15000$
Экспериментальная резонансная частота нечетного колебания	$f_{se} := 147.55511$
Собственная добротность пустого резонатора для нечетного колебания	$Q0_{es} := 5613$
Собственная добротность резонатора с образцом для нечетного колебания	$Q00s := 19000$
Начальное приближение по ε	$e1 := 3.808$

$$e_{pmin} := e1 \cdot (1 - 0.1)$$

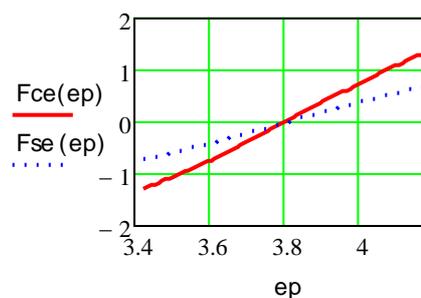
$$e_{pmax} := e1 \cdot (1 + 0.1)$$

$$e_p := e_{pmin}, e_{pmin} + 0.01.. e_{pmax}$$

$$k2c := 2\pi \cdot \frac{f_{ce}}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon^2}$$

$$k2s := 2\pi \cdot \frac{f_{se}}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon^2}$$

Иллюстрация решения системы уравнения открытого двухзеркального резонатора, когда граничные условия удовлетворяются



Поиск корня по ε

$$e_p := e1$$

$$e_c := \text{root}(F_{ce}(e_p), e_p)$$

$$e_{c1} := e_c \cdot \varepsilon^2$$

$$e_s := \text{root}(F_{se}(e_p), e_p)$$

$$e_{s1} := e_s \cdot \varepsilon^2$$

Результат определения ε

$$e_{c1} = 3.81342$$

$$e_{s1} = 3.81896$$

5.2. Расчет диэлектрических потерь образца

5.2.1. Коэффициенты заполнения и коэффициенты изменения омических потерь

Волновое число четного колебания	$x_{cc} := 2\pi f_{ce} \frac{\sqrt{\varepsilon^2}}{c}$
Фаза четного колебания в образце	$\Psi1_{cc} := x_{cc} \cdot t \cdot \sqrt{\varepsilon} - \Phi t$
Фаза четного колебания в пустой части резонатора	$\Psi2_{cc} := x_{cc} \cdot L_t - \Phi L$
Волновое число нечетного колебания	$x_{ss} := 2\pi f_{se} \frac{\sqrt{\varepsilon^2}}{c}$
Фаза нечетного колебания в образце	$\Psi1_{ss} := x_{ss} \cdot t \cdot \sqrt{\varepsilon} - \Phi t$
Фаза нечетного колебания в пустой части резонатора	$\Psi2_{ss} := x_{ss} \cdot L_t - \Phi L$
	$\varepsilon_c := e_c$
	$\varepsilon_s := e_s$

Отношение квадратов амплитуд
электрического поля
в пустой части резонатора и образце
для четного колебания

$$\xi_{cc} := \left| \begin{array}{l} \xi_1 \leftarrow \frac{\cos(\Psi_{1cc})^2}{\sin(\Psi_{2cc})^2} \\ \xi_2 \leftarrow \frac{\sin(\Psi_{1cc})^2 \cdot \varepsilon c}{\cos(\Psi_{2cc})^2} \\ \xi_c \leftarrow \xi_1 \quad \text{if } |\sin(\Psi_{2cc})| > 10^{-4} \\ \xi_c \leftarrow \xi_2 \quad \text{if } |\sin(\Psi_{2cc})| \leq 10^{-4} \\ \xi_c \end{array} \right.$$

Коэффициент энергетического заполнения
для четного колебания

$$K_{1ecc} := \left| \begin{array}{l} \Phi_{1c} \leftarrow 1 - \frac{\sin(2\Psi_{1cc})}{2 \cdot \Psi_{1cc}} \\ \Phi_{2c} \leftarrow 1 - \frac{\sin(2\Psi_{2cc})}{2 \cdot \Psi_{2cc}} \\ K_{1ec} \leftarrow \left(1 + \xi_{cc} \cdot \frac{L_t \cdot \Phi_{2c}}{\varepsilon c \cdot t \cdot \Phi_{1c}} \right)^{-1} \\ K_{1ec} \end{array} \right.$$

Отношение квадратов амплитуд
электрического поля
в пустой части резонатора и образце
для нечетного колебания

$$\xi_{ss} := \left| \begin{array}{l} \xi_1 \leftarrow \frac{\sin(\Psi_{1ss})^2}{\sin(\Psi_{2ss})^2} \\ \xi_2 \leftarrow \frac{\cos(\Psi_{1ss})^2 \cdot \varepsilon s}{\cos(\Psi_{2ss})^2} \\ \xi_s \leftarrow \xi_1 \quad \text{if } |\sin(\Psi_{2ss})| > 10^{-4} \\ \xi_s \leftarrow \xi_2 \quad \text{if } |\sin(\Psi_{2ss})| \leq 10^{-4} \\ \xi_s \end{array} \right.$$

Коэффициент энергетического заполнения
для нечетного колебания

$$K_{1ess} := \left| \begin{array}{l} \Phi_{1s} \leftarrow 1 - \frac{\sin(2\Psi_{1ss})}{2 \cdot \Psi_{1ss}} \\ \Phi_{2s} \leftarrow 1 - \frac{\sin(2\Psi_{2ss})}{2 \cdot \Psi_{2ss}} \\ K_{1es} \leftarrow \left(1 + \xi_{ss} \cdot \frac{L_t \cdot \Phi_{2s}}{\varepsilon s \cdot t \cdot \Phi_{1s}} \right)^{-1} \\ K_{1es} \end{array} \right.$$

5.2.2. Тангенс угла потерь с учетом коэффициента изменения омических потерь η

Коэффициент
изменения омических
потерь η для четного колебания

$$\eta_{cc} := \begin{cases} \Delta c \leftarrow \varepsilon c \cdot \left(\varepsilon c \cdot \sin(\Psi 1cc)^2 + \cos(\Psi 1cc)^2 \right)^{-1} \\ \eta c \leftarrow \frac{L0 \cdot (\Delta c + 1)}{2 \cdot (\Delta c \cdot t + Lt)} \\ \eta c \end{cases}$$

Коэффициент
изменения омических
потерь η для нечетного колебания

$$\eta_{ss} := \begin{cases} \Delta s \leftarrow \varepsilon s \cdot \left(\varepsilon s \cdot \cos(\Psi 1ss)^2 + \sin(\Psi 1ss)^2 \right)^{-1} \\ \eta s \leftarrow \frac{L0 \cdot (\Delta s + 1)}{2 \cdot (\Delta s \cdot t + Lt)} \\ \eta s \end{cases}$$

Тангенс угла потерь $tg c \delta := (K1ecc)^{-1} \left[(Q0ec)^{-1} - \eta_{cc} \cdot (Q00c)^{-1} \right]$

$$tg s \delta := (K1ess)^{-1} \left[(Q0es)^{-1} - \eta_{ss} \cdot (Q00s)^{-1} \right]$$

Тангенс угла потерь по литературе $tg c \delta_L := (K1cc)^{-1} \left[(Q0ec)^{-1} - \eta_{cc} \cdot (Q00c)^{-1} \right]$

$$tg s \delta_L := (K1ss)^{-1} \left[(Q0es)^{-1} - \eta_{ss} \cdot (Q00s)^{-1} \right]$$

Результат $tg \delta$

$$K1ecc = 0.07222$$

$$K1cc = 0.06976$$

$$tg c \delta = 3.88 \times 10^{-4}$$

$$K1ess = 0.0128$$

$$K1ss = 0.0212$$

$$tg s \delta = 9.77 \times 10^{-4}$$

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2014615079

«Программа расчета диэлектрических параметров по спектру резонансных частот открытого двухзеркального резонатора»

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Иркутский государственный технический университет» (RU)*

Авторы: *Егоров Виктор Николаевич (RU),
Нонг Куок Куанг (RU)*

Заявка № 2014612290

Дата поступления 19 марта 2014 г.

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ 16 мая 2014 г.



Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов



SIBERIAN FEDERAL UNIVERSITY СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ SIBERIAN FEDERAL UNIVERSITY

ДИПЛОМ

II степени

НАГРАЖДАЕТСЯ

Нонг Куок Куанг

аспирант

Иркутского государственного технического университета

*за доклад «Исследование диэлектрических параметров
кварцевого стекла в диапазоне частот от 117 до 178 ГГц»
на Всероссийской научно-технической конференции
«Современные проблемы радиоэлектроники»
(г. Красноярск, 6–8 мая 2014 г.)*

Ректор



Е. А. Ваганов



ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО
ПО ТЕХНИЧЕСКОМУ РЕГУЛИРОВАНИЮ И МЕТРОЛОГИИ

ФГУП «ВСЕРОССИЙСКИЙ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ»

ВНИИФТРИ

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РФ

ВОСТОЧНО-СИБИРСКИЙ ФИЛИАЛ

тел./факс: (3952) 46-03-03; факс: (3952) 46-30-48
e-mail: office@niitri.irk.ru; director@niitri.irk.ru
www.vniiftri.ru www.vniiftri-irk.ru

664056, ИРКУТСК, ул. БОРОДИНА, 57

23-10.2c/14 № 01-09/1175
На № _____ от _____



УТВЕРЖДАЮ

Директор Восточно-Сибирского
филиала ФГУП «ВНИИФТРИ»
И.Н. Лазовик
2014 г.

АКТ

использования результатов диссертационной работы
«Разработка установки и исследование диэлектрических свойств
материалов в диапазоне частот до 178 ГГц»
аспиранта ИрГТУ Нонг Куок Куанг

При совершенствовании Государственного первичного эталона единицы комплексной диэлектрической проницаемости ГЭТ 110-2012 с расширением частотного диапазона до 178 ГГц использованы разработанные при участии автора диссертации и исследованные автором эталонные измерительные установки на диапазоны частот 78,33 – 118,1 ГГц и 118,1 – 178,4 ГГц, разработанное автором программное обеспечение и экспериментальные результаты исследования эталонных диэлектрических мер. Измерительные установки соответствуют требуемым характеристикам и включены в состав ГЭТ 110-2012.

Зав. лабораторией
отдела радиоизмерений

 М.В. Кашенко

Ученый хранитель ГЭТ 110-2012

 Е.Ю. Токарева