МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет» (Новосибирский государственный университет, НГУ)

Физический факультет

Квалификационная работа на соискание степени магистра

Кафедра физики плазмы

Астафьев Михаил Александрович

Название работы:

Разработка квазиоптических селективных элементов для радиометрических систем миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов

Научный руководитель:

Аржанников Андрей Васильевич, д.ф.-м.н., ИЯФ СО РАН

Кузнецов Сергей Александрович, н.с., НГУ

Новосибирск – 2013 год

Оглавление

1. **Введение** 3
2. **Идеология металлизированных микроструктур** 4
3. **Методика разработки, изготовления и тестирования** 7
   - **3.1. Моделирование микроструктур в Ansoft HFSS™** 7
   - **3.2. Технологии изготовления изделий на основе микроструктур** 8
   - **3.3. Характеризация на ЛОВ-спектрометре** 12
4. **Полосовые фильтры** 16
   - **4.1. Особенности применения микроструктур для селекции мм-излучения** 16
   - **4.2. Экспериментальные результаты** 19
   - **4.3. Полосовой фильтр для работы при криогенных температурах** 21
5. **Фокусирующие элементы** 22
   - **5.1. Плоская LIGA линза** 25
   - **5.2. Плоско-вогнутая дырчатая линза** 27
6. **Ультратонкие резонансные поглотители для болометрических измерений** 33
   - **6.1. Идеология ультратонких поглотителей мм-излучения** 35
   - **6.2. Набор ультратонких резонансных поглотителей** 36
   - **6.3. Компактный спектрально-селективный детектор на базе ИК пиродатчика** 38
   - **6.4. Компактные калориметры мощных пучков излучения** 40
7. **Заключение** 43
8. **Список литературы** 44

1. Введение

С 1990-х гг. в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН ведутся уникальные эксперименты по нагреву и удержанию плотной субтермоядерной плазмы в многопробочной магнитной ловушке ГОЛ-3 [1, 2]. Вследствие высокого уровня ленгмюровской турбулентности на установке ГОЛ-3 реализуется уникальная возможность проявления эффектов генерации электромагнитного излучения в окрестностях плазменной (ω_p) и двойной плазменной частот ($2\omega_p$) за счет плазмон-фотонной конверсии. Исследование ω_p- и $2\omega_p$- процессов при нагреве плазмы ГОЛ-3 мощным микросекундным РЭП является важной задачей как с точки зрения фундаментального, так и диагностического аспектов, поскольку параметры конверсионного излучения и их динамика содержат информацию о турбулентной плазме. В пересчете на характерную плотность плазмы $n = 10^{14} \div 10^{15}\ cm^{-3}$ линейная частота ω_p- и $2\omega_p$- эмиссии для установки ГОЛ-3 составляет $90 \div 283$ ГГц и $180 \div 566$ ГГц соответственно, приходясь на диапазон миллиметровых и субмиллиметровых волн. Этот диапазон частот лежит на стыке дальнего инфракрасного и СВЧ диапазонов, поэтому его характерной особенностью является возможность сочетания в аппаратуре принципов как оптической, так и СВЧ техники, что позволяет реализовывать сравнительно недорогие и эффективные инструментальные решения.

К 2012 г. была успешно создана и введена в эксплуатацию на установке ГОЛ-3 8-канальная радиометрическая диагностическая система для измерения спектра мощности излучения плазмы в окрестности плазменной и двойной плазменной частоты при частотном и временном разрешении каналов $\sim 30 \div 50$ГГц и ~ 1нс соответственно [3]. Использованные для частотной селекции квазиоптические полосовые фильтры имели максимумы пропускания $\sim 90\%$ и внеполосовое ослабление порядка ~ 40дБ. Четыре из указанных фильтров (покрывающие частоты ω_p-процессов) были разработаны в рамках работы [17], другие четыре и дополнительные шесть будут рассмотрены в данной работе.

В связи с постоянной модернизацией диагностической системы и поиска путей её усовершенствования ведутся работы по следующим направлениям:

- Расширение набора частотно-селективных полосовых фильтров для изучения миллиметрового и субмиллиметрового излучения плазмы в более широких спектральных пределах;

- Разработка и тестирование фокусирующих элементов со спектральной селекцией для обеспечения возможности замены громоздкой конструкции «фильтр + тефлоновая линза» на один компактный квазиоптический элемент;
- Разработка и тестирование компактных спектроанализаторов миллиметрового излучения на основе ультратонких резонансных частотно-селективных микроструктурных поглотителей, совмещенных с ИК пироэлектрическими датчиками.

Кроме того, ввиду проведения исследований по ЭЦР нагреву плазмы на установке ГДЛ (ИЯФ СО РАН) является актуальной проблема измерения энергозапаса, профиля и поляризации мощных пучков гиротронов, используемых для нагрева. Одним из вариантов решения может быть создание калориметра с использованием ультратонких резонансных поглотителей на основе термостойких покрытий.

Таким образом, в данной работе поставлены задачи, связанные с разработкой, производством и тестированием следующих элементов:

- полосовых квазиоптических фильтров, покрывающих диапазон частот $75 \div 800$ ГГц и имеющих максимум пропускания не ниже 90% и внеполосовое ослабление не ниже ~ 40дБ;
- двух спектрально-селективных фокусирующих элементов: плоской LIGA линзы и плоско-вогнутой дырчатой линзы;
- ультратонких резонансных поглотителей для болометрических детекторов, предназначенных для проведения измерений на установках ГОЛ-3 и ГДЛ.

Данная работа разделена на три части, соответствующие поставленным задачам. Перед ними описывается идеология металлизированных микроструктур, на основе которых и будут разработаны рассматриваемые в данной работе устройства, а также методики их моделирования, производства и тестирования.

Работы проводились при поддержке гранта 11.G34.31.0033 Правительства РФ.

2. Идеология металлизированных микроструктур

В основе рассматриваемых в работе квазиоптических элементов лежат металлизированные микроструктуры. Обычно они представляют собой перемежающиеся слои диэлектрика и металлических сеток, со специально изготовленным топологическим рисунком (часто периодическим). Главная особенность рисунка состоит в том, что размер его элементарной ячейки меньше или много меньше рабочей длины волны излучения (рис. 1), при лучевой апертуре много больше длины волны. Такие микроструктуры известны под называнием частотно-избирательные

поверхности (ЧИП; frequency-selective surface, FSS). При возбуждении ЧИП плоской волной структура индуцированного на ней поверхностного тока и характеристики переизлученного поля существенно зависят от микрорисунка ЧИП, соответствующий выбор которого позволяет управлять амплитудно-, фазово- и поляризационно-частотными характеристиками ЧИП. При этом, в отличие от дифракционных решеток, ЧИП эксплуатируются, как правило, в режиме дифракционной одномодовости, когда на рабочей частоте допускается распространение только нулевых дифракционных гармоник поля: $\omega < \omega_{diff}$, где $\omega = g/\lambda$, $\omega_{diff} = 1/(1 + sin\theta)$, g – период ЧИП, θ– угол падения волны. Применение ЧИП в качестве селективных элементов субмиллиметрового и дальнего ИК диапазона началось с 1960-х гг. с пионерских работ Р. Ульриха [4]. Адаптированная позже к антенной технике [5], и проработанная в последнее десятилетие в контексте исследований физики искусственных электромагнитных материалов (метаматериалов) [6], технология ЧИП находит широкое применение в диапазоне от СВЧ до оптических частот.

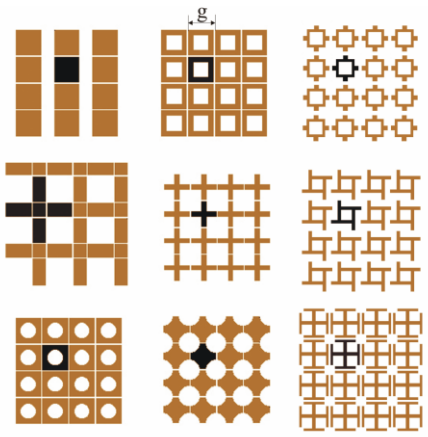


Рис. 1: Примеры топологических рисунков ЧИП (чёрным выделены элементарные ячейки).

Отдельно из металлизированных микроструктур стоит выделить метаматериалы. Суть их состоит в получении макроскопического эффекта за счёт построения структуры из элементарных ячеек (также называемых «частицами») с известным микроскопическим эффектом, при этом получающиеся макроскопические свойства не имеет ни один природный материал. В качестве примера можно представить работы по созданию материалов с отрицательным показателем преломления. Для всех металлизированных микроструктур является значимым параметр субволновости, равный отношению рабочей длины волны к характерному размеру элемента топологического рисунка. Для метаматериалов параметр субволновости $\lambda_{res}/g \geq 10$.

Традиционно ЧИП принято разделять на *индуктивные* и *емкостные*, отличающиеся наличием или отсутствием электрического контакта между соседними элементарными ячейками микроструктуры ЧИП. Индуктивные и емкостные ЧИП комплементарной геометрии проявляют, согласно принципу Бабине, комплементарные АЧХ. Так, простейшая индуктивная ЧИП на основе двумерной металлической сетки имеет малое пропускание на низких частотах ($\omega << 1$), в то время как емкостная –

близкую к единице прозрачность (рис. 2). Традиционно для описания характеристик ЧИП используется метод эквивалентных цепей, где ЧИП представляют в виде некоторой цепи из распределенных L, C, R элементов, шунтирующих свободное пространство [7]. Индуктивная ЧИП соответствует параллельному соединению L и C элементов, что определяет индуктивный характер импеданса ЧИП при $\omega << 1$ (отсюда название), в то время для емкостной ЧИП L и C соединены последовательно и ее низкочастотный импеданс является емкостным.

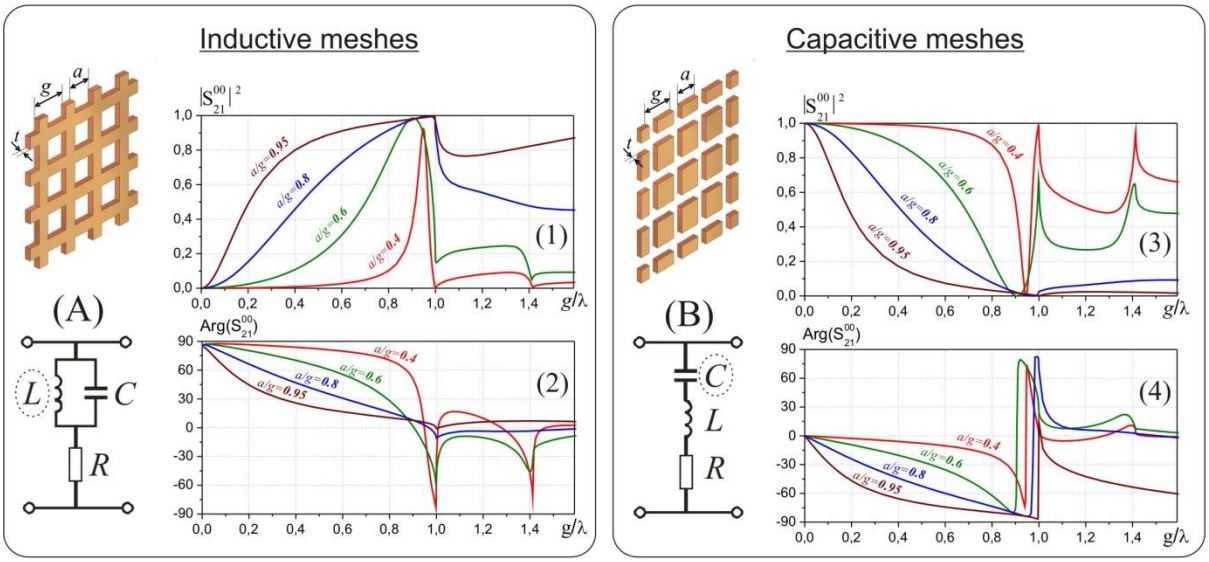


Рис. 2: Примеры амплитудных (1), (3) и фазовых (2), (4) спектров пропускания нулевой моды Флоке для тонких медных сеток индуктивного и емкостного типов при разных значениях коэффициента заполнения a/g (толщина металлизации $t/g = 1{\cdot}10^{-3}$, нормальное падение). LCR-модели сеток (A) и (B) приведены слева от графиков.

С ростом частоты падающего излучения пропускание индуктивной ЧИП (и, соответственно, отражение для емкостной ЧИП) возрастает по мере приближения к точке резонанса $\omega_{res} \cong (LC)^{-1/2}$, лежащей в случае простой ЧИП с отверстиями в виде правильных многоугольников чуть ниже точки дифракции (рис. 2). Любопытно, что при отсутствии диссипативных потерь, пропускание индуктивной ЧИП (или отражение емкостной ЧИП) в режиме нормального падения равно единице независимо от величины коэффициента заполнения ЧИП металлом (т.е. геометрической прозрачности). Такой резонанс, носящий название «плазмонного» или «плазмон-поляритонного», связан с латеральной периодичностью ЧИП и обусловлен многократным усилением локального поля вблизи поверхности ЧИП за счет возбуждения поверхностной волны, впоследствии синфазно переизлучённого ячейками ЧИП в дальнюю волновую зону. Необходимо также заметить, что далеко не все ЧИП имеют именно плазмонные резонансы. Вторым типом резонансов ЧИП являются так

называемый собственный резонанс отдельных ячеек, который в общем случае не связан с латеральной периодичностью структуры и обусловлены возбуждением стоячей волны на размере ячейки. В частности, именно данный тип резонанса используется в принципе работы полосовых фильтров.

3. Методика разработки, изготовления и тестирования

Перед тем как перейти непосредственно к описанию рассматриваемых в данной работе микроструктур необходимо описать методику их разработки, технологии производства и методику тестирования, т.е. получения экспериментальных данных.

3.1. Моделирование микроструктур в Ansoft HFSS™

Электродинамический расчет, анализ и параметрическая оптимизация рассматриваемых в работе металлизированных микроструктур проводились с использованием коммерческого пакета электродинамического моделирования Ansoft HFSS™ v.12 (рис. 3), вычислительное ядро которого реализовано на базе метода конечных элементов для численного интегрирования уравнений Максвелла в частотной области [8]. Расчеты проводились на многопроцессорных станциях компьютерного кластера Новосибирского государственного университета.

Работа в программном пакете начинается с создания модели ячейки микроструктуры, задаются все её геометрические параметры, а также параметры материалов, из которых она сделана. После этого на выбранных пользователем частотах производится электродинамический расчёт S-параметров в режиме портов Флоке для периодических граничных условий. Результатом расчётов являются спектры физических величин, таких как амплитуда и фаза коэффициентов пропускания, отражения, поглощения и др., которые выражаются через полученные значения S-параметров.

Для работы в режиме оптимизации выбираются параметры модели, которые будут варьироваться пакетом, а также целевая функция от рассчитываемых на каждом этапе оптимизации S-параметров. Вариация (и оптимизация) проводятся до того, как значение целевой функции будет отличаться от желаемого значения менее чем на указанную пороговую величину. Таким способом возможно, например, добиться необходимого положения и максимального значения пика спектра пропускания или отражения, что важно для задач фильтрации и поглощения миллиметрового излучения.

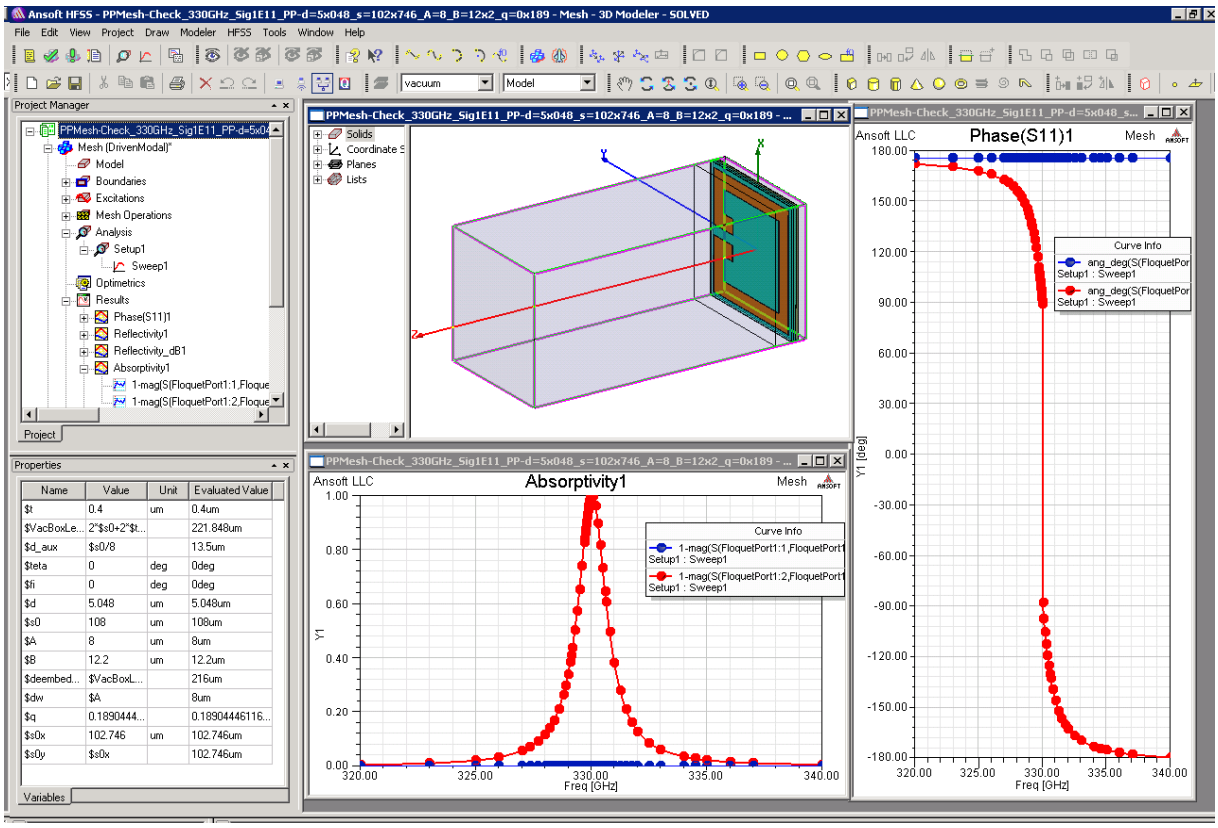


Рис. 3. Вид окна программы Ansoft HFSS™ v.12, иллюстрирующий геометрию элементарной ячейки ультратонкого поглотителя, оптимизированного на частоту 330 ГГц, а также расчетные спектральные зависимости коэффициента поглощения и фазы коэффициента отражения для ортогональных поляризаций.

3.2. Технологии изготовления изделий на основе микроструктур

В данной работе были использованы четыре технологии для изготовления различных изделий на основе металлизированных микроструктур, которые кратко изложены ниже.

Топологический металлизированный рисунок частотно-избирательной поверхности для микроструктур на подложках создаётся с помощью техники контактной фотолитографии (КФЛ) на базе КТИПМ СО РАН. Будучи хорошо отработанной полупроводниковой технологией, ориентированной на изготовление микроструктур с топологическими размерами в единицы и десятки мкм, КФЛ является наиболее доступной и адекватной техникой создания планарных селективных устройств субволновой топологии для миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

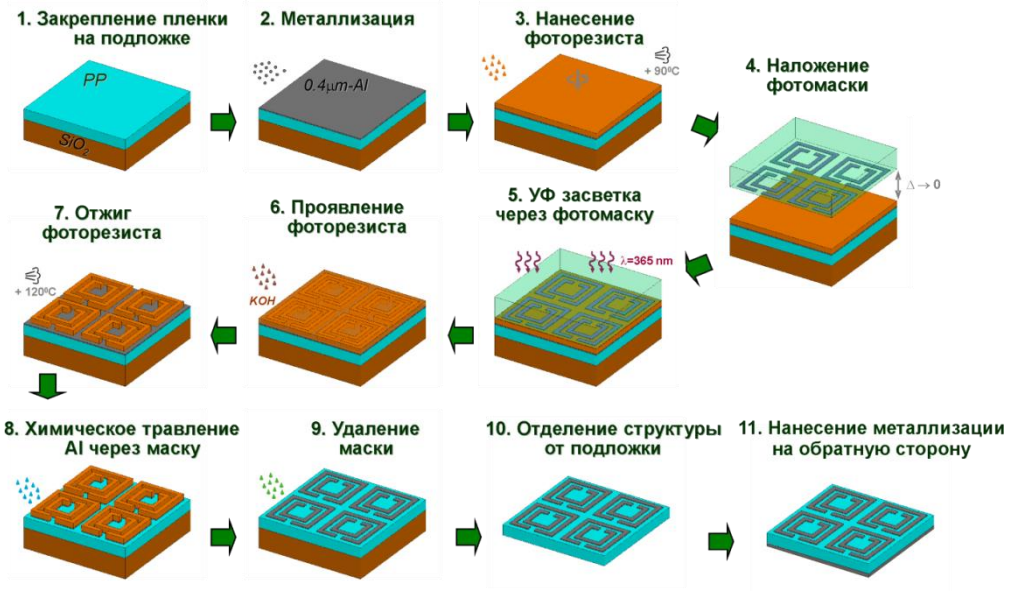


Рис. 4. Технологические стадии создания однослойных металлизированных микроструктур с помощью техники контактной фотолитографии.

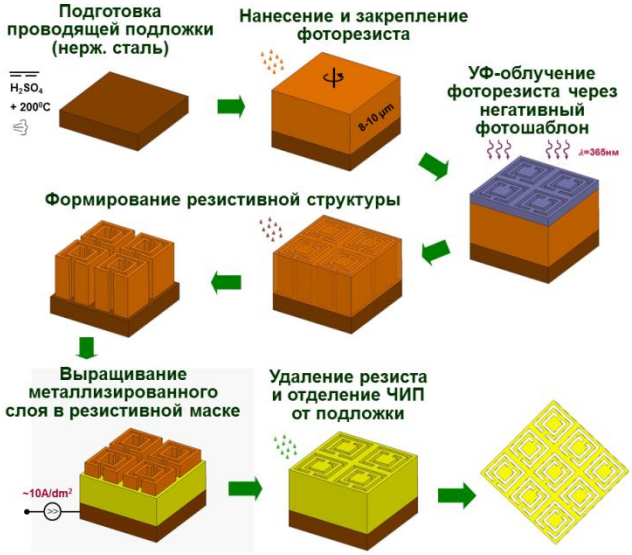


Рис. 5: Технологические стадии создания самонесущих сеток (ЧИП) с помощью техники гальванопластики.

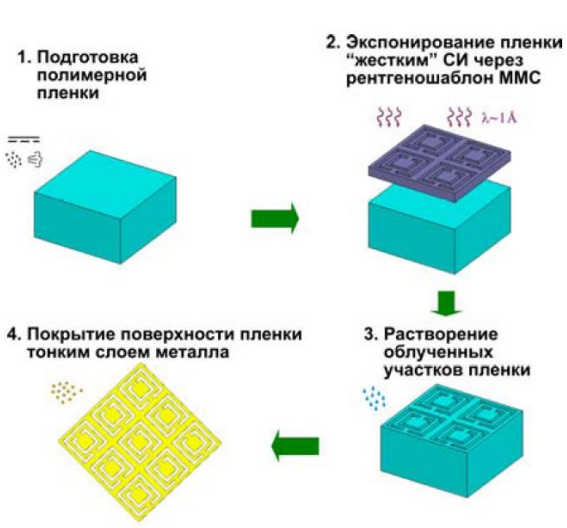


Рис. 6. Технологические стадии создания ПММС с помощью LIGA-технологии.

Последовательность шагов КФЛ представлена на рис. 4 на примере создания металлизированного рисунка на поверхности полипропиленовой плёнки. На начальной стадии КФЛ пленка жестко фиксируется механическим прижимом на несущей стеклянной подложке с габаритами 102x102мм (1), после чего на ее поверхность наносится слой алюминия толщиной 0.4 мкм (2). На стадии (3) на поверхность алюминия методом центрифугирования наносится слой позитивного фоторезиста 0.6 мкм. Далее слой закрепляется посредством сушки сухим сжатым воздухом и выдерживания в термостате при температуре 90°C. На следующей стадии (4)

фоторезистивный слой приводится в плотный контакт с фотошаблоном и подвергается сквозь него облучению монохроматическим УФ излучением с $\lambda = 365$ нм, которое формирует в фоточувствительном резистивном слое скрытое изображение, реплицирующее топологию рисунка фотошаблона. Скрытое изображение, образовавшееся в результате радиационной полимеризации фоторезиста, далее проявляется путем химической обработки в растворе КОН (6), которая приводит к удалению облученных участков фоторезистивного слоя. На данном этапе осуществляется промежуточный контроль выдерживания топологических размеров полученной резистивной маски с помощью оптической микроскопии. На следующем этапе (7) резистивная маска задубливается путем сухой сушки и 30 мин выдерживания в термостате при температуре 120°C. Задубливание резиста необходимо для обеспечения его химической стойкости на следующем этапе (8), на котором выполняется химическое травление металлизированного слоя сквозь резистивную маску с использованием неорганических травителей. Наконец, после удаления остаточного резистивного материала химическим травлением в органическом растворителе (9) на поверхности полипропиленовой плёнки остается металлизированный микро рисунок требуемой топологической структуры. После отделения структуры от подложки (10) первая может подвергаться металлизации тонким слоем алюминия с обратной стороны (11), что необходимо, например, при создании поглощающих плёнок (ультратонких резонансных поглотителей, см. ниже). Полученная плёнка с металлизированным рисунком натягивается в металлической кольцевой оправе для поддержания плоскостности при дальнейшем использовании.

В случае, когда наличие подстилающей диэлектрической подложки не является желательным, для производства самонесущих ЧИП используется техника гальванопластики, представляющая собой создание топологического микрорисунка в толще металлической плёнки (КТИПМ СО РАН).

Последовательность шагов гальванопластики представлена на рис. 5. На начальной стадии подготавливается проводящая хорошо полированная подложка из нержавеющей стали, после чего на ее поверхность наносится методом центрифугирования и закрепляется слой позитивного фоторезиста толщиной $8 \div 10$ мкм. На следующей стадии фоторезистивный слой приводится в плотный контакт с негативом фотошаблона (т.е. с «анти-чертежом» поверхности фильтра) и подвергается сквозь него облучению монохроматическим УФ излучением с $\lambda = 365$ нм, которое формирует в фоточувствительном резистивном слое скрытое изображение, реплицирующее «анти» топологию микрорисунка фотошаблона. Скрытое изображение,

образовавшееся в результате радиационной модификации фоторезиста, далее проявляется путем химической обработки в растворе КОН, которая приводит к удалению облученных участков фоторезистивного слоя. На данном этапе осуществляется промежуточный контроль выдерживания топологических размеров полученной резистивной маски с помощью оптической микроскопии. На следующем этапе выполняется выращивание металлизированного слоя металла вокруг резистивной маски. Наконец, после удаления остаточного резистивного материала химическим травлением в органическом растворителе остается плёнка со сквозным микрорисунком требуемой топологической структуры. Изготовление завершается отделением пленки от проводящей подложки и закреплением ее на кольцевой металлической оправе.

В данной работе также будут описываться самонесущие металлизированные микроструктуры с высоким аспектным отношением, для создания которых предполагается использование LIGA-технологии (ИЯФ СО РАН) [9, 10]. Ключевая особенность техники LIGA состоит в использовании рентгеновской литографии вместо оптической ввиду высокой проникающей способности рентгеновского излучения в слои рентгеночувствительного резиста и значительного уменьшения дифракционного размытия изображения при его литографической репликации ввиду существенного (~ 1000 раз) уменьшения длины волны экспонирующего излучения. В случае фотолитографии глубина проникновения излучения оказывается значительно ниже, так что облучение толстого слоя фоторезиста может быть получено за счет увеличения времени экспонирования, что приводит к размытию изображения вследствие паразитной френелевской дифракции на фотошаблоне.

В данной работе рассматриваются так называемые псевдо-металлические металлизированные структуры (ПММС), процесс производства которых проще чем полностью металлических высокоаспектных самонесущих структур. ПММС изготавливается путем покрытия поверхности структурированной пленки диэлектрика заданной толщины тонким слоем высокопроводящего металла. При толщинах металлизации больше толщины скин-слоя наличие подстилающего диэлектрика не сказывается на взаимодействии структуры с электромагнитной волной, поэтому электродинамические характеристики ПММС оказываются эквивалентными аналогичным характеристикам цельнометаллической структуры с идентичным топологическим рисунком (при значениях проводимости $\sim 10^7$ См/м скин-слой составляет менее 0.5 мкм на частотах выше 0.1ТГц).

На рис. 6 показаны ключевые этапы создания псевдо-металлических структур. Процесс начинается с закрепления на опорном кольце сплошной полимерной пленки

требуемой толщины, предварительно прошедшей стадию химической очистки (1). В качестве материала пленки обычно используются полиметилметакрилат (ПММА) или полиэтилентерефталат (ПЭТФ, известный также как майлар или лавсан) коммерчески доступных в ассортименте толщин $10 \div 1000$ мкм. Прямое экспонирование жестким синхротронным излучением через рентгеношаблон (2) приводит к разрыву полимерных связей, вследствие чего засвеченные участки пленки удаляются обработкой в органическом растворителе (3). В результате исходная пленка превращается в полимерную LIGA-структуру, топологический микрорисунок которой воспроизводит рисунок рентгеношаблона. Поверхность структурированной пленки далее полностью покрывается тонким слоем высокопроводящего металла (4), завершая тем самым процесс создания ПММС. Для этого используется операция посеребрения методом «реакции серебряного зеркала». Концентрация аммиачного раствора оксида Ag_2O и продолжительность операции подобраны так, что толщина осаждаемого слоя серебра составляет ~ 1 мкм.

Наконец, для создания толстых металлизированных дырчатых структур из Д16Т использовались специализированные станки с ЧПУ (ИЯФ СО РАН). Технологические способности используемых станков «Микрон» оказались достаточными для успешного сверления специальным образом расположенных сквозных отверстий диаметром 1.1 мм и глубиной до 20 мм с небольшими фасками и уширением диаметра отверстия от желаемого не более чем на 200 мкм.

Необходимо также отметить, что в рамках данной работы была разработана компьютерная программа для оперативного создания фотошаблонов и чертежей для всех описанных процессов производства, что позволило значительно упростить и ускорить работу по созданию всех микроструктур, описываемых в данной работе.

3.3. Характеризация на ЛОВ-спектрометре

Тестирование всех изделий на основе металлизированных микроструктур, обсуждаемых в данной работе, было проведено на ЛОВ-спектрометре (рис. 7), разработанном ИОФ РАН (г. Москва) и установленном в лаборатории субмиллиметровых исследований в АТИЦ ВТиНМ НГУ [11, 12]. ЛОВ-спектрометр позволяет бесконтактно непосредственно измерять спектры коэффициента пропускания (и, при необходимости, отражения с использованием специальной приставки) плоскопараллельного образца и сдвиг фазы излучения, прошедшего через него, в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне. Этих измерений достаточно для получения спектра электродинамических характеристик образца. Набор

используемых перестраиваемых монохроматических источников, ламп обратной волны (ЛОВ), покрывает диапазон частот $0.05 \div 1.5$ ТГц (с применением утроителей частоты), а в качестве детектороа используется опто-аккустический преобразователь (ОАП) в схеме синхронного детектирования и модулятором с частотой 23 Гц. Все измерения проводятся в свободном пространстве, т.н. квазиоптическим методом – в отсутствии волноводов, что позволяет легко конструировать различные схемы измерений. Работа со спектрометром осуществляется через соответствующую компьютерную программу, позволяющую настраивать ЛОВ-спектрометр, проводить измерения и обрабатывать результаты.

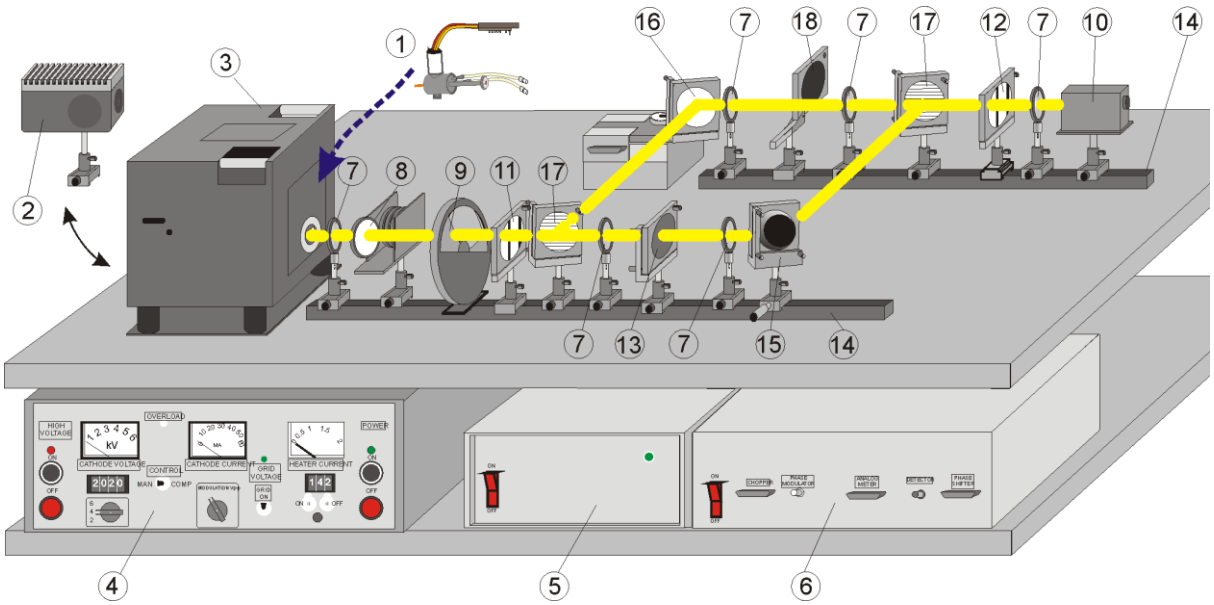
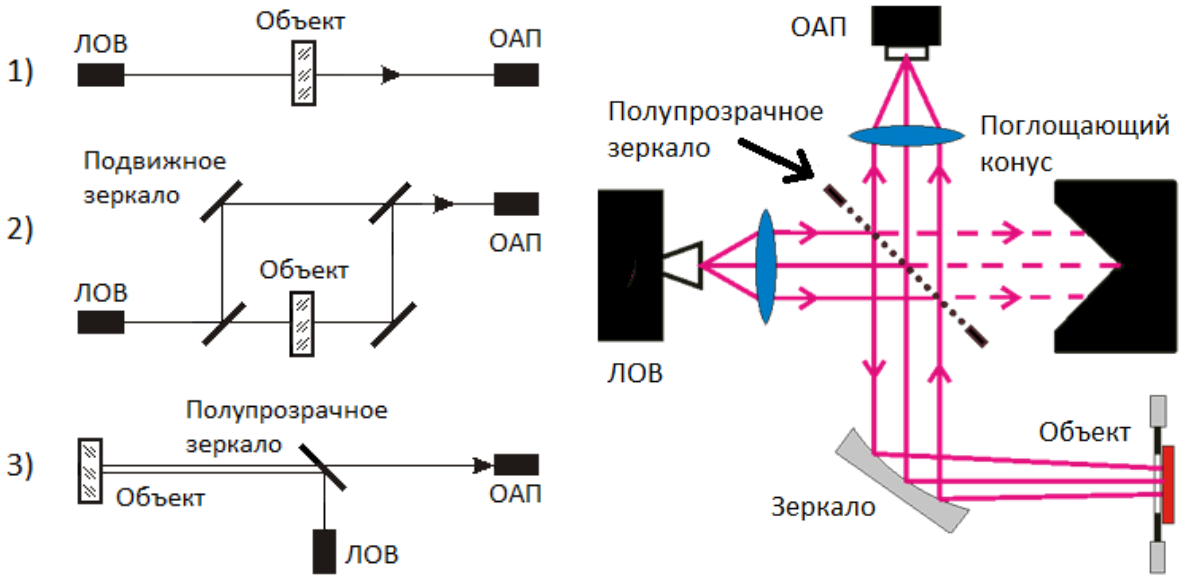


Рис. 7: Общий рисунок ЛОВ-спектрометра: 1 – непакетированная ЛОВ, 2 – пакетированная ЛОВ, 3 – фокусирующая магнитная система, 4, 5, 6 – блоки питания и управления спектрометра, 7 – линзы, 8 – аттенюаторы, 9 – модулятор, 10 – ОАП, 11 – сеточный поляризатор, 12 – сеточный анализатор, 13 – держатель образцов, 14 – оптический рельс, 15 – фазовый модулятор (вибрирующее зеркало), 16 – фазовый компенсатор (подвижное зеркало), 17 – сеточный делитель пучка, 18 – поглотитель.

Существует три базовых схемы измерений: измерение коэффициента пропускания, измерение коэффициента отражения и фазовые измерения (рис. 8). При измерении коэффициента пропускания излучение из источника проходит сквозь образец и регистрируется в детекторе. Энергетический коэффициент пропускания $|S_{21}|^2$ определяется как отношение спектров интенсивности сигнала с образцом в тракте и без образца: $|S_{21}|^2 = I_{\text{с образцом}}/I_{\text{без образца}}$. Для измерения фазы коэффициента пропускания образца с толщиной d используется интерферометрическая схема Маха-Цандера. Подвижное зеркало, управляемое программой, всегда устанавливается в такое

положение, чтобы сигнал на детекторе был минимален ввиду интерференции основного пучка (идущего через образец, нижнее плечо) и опорного пучка (идущего в верхнем плече). Зная спектр положений зеркала с образцом в тракте ($X_{\text{с образцом}}$) и без ($X_{\text{без образца}}$) можно рассчитать спектр фазы пропускания образца: $Arg(S_{21}) = -2\pi\nu \cdot (X_{\text{с образцом}} - X_{\text{без образца}} + d)$, где ν – частота в см$^{-1}$, $Arg(S_{21})$ – фаза в радианах, остальные величины выражены в см. При измерении величины отражения излучение из источника отражается от полупрозрачного зеркала и падает на образец, закреплённый в специальной приставке, состоящей из параболического зеркала и держателя для образцов. Излучение, отражённое от образца, проходит сквозь полупрозрачное зеркало и попадает в детектор. Коэффициент отражения $|S_{11}|^2$ определяется как отношение спектров интенсивности сигнала с образцом в приставке (рис. 8) и с опорным зеркалом: $|S_{11}|^2 = I_{\text{с образцом}}/I_{\text{с опорным зеркалом}}$.



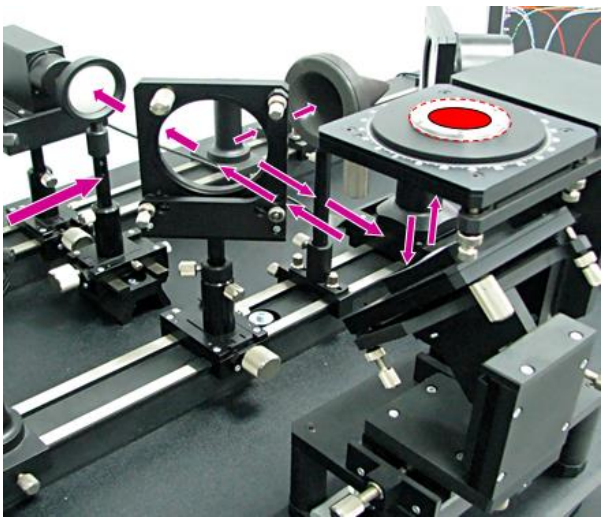


Рис. 8: Базовые схемы измерений на ЛОВ-спектрометре (сверху): 1 – амплитуда пропускания, 2 – фаза пропускания (схема Маха-Цандера), 3 – амплитуда отражения (подробнее схема показана сверху-справа; используется специальная приставка на отражение, справа на фото, состоящая из зеркала и держателя образца, образец показан красным цветом).

Также для измерения пространственного распределения интенсивности излучения имеется сканнер (рис.9), представляющий собой устанавливаемый в тракт и управляемый компьютером подвижный детектор для измерений пространственного распределения интенсивности. В сканнере используется пироэлектрический детектор. Специальное программное обеспечение позволяет задавать область сканирования, изменять шаг измерений по вертикали и горизонтали, а также просматривать результаты измерений. Для юстировки тракта детектор ставится в центр измеряемой области с помощью программы.

Рис. 9: Сканнер, используемый для измерения пространственного распределения интенсивности излучения.

Юстировка квазиоптического тракта выполняется последовательной настройкой положения каждого элемента системы в несколько итераций. Для осуществления геометрической юстировки системы «с нуля» используется лазерный источник.

При необходимости в тракт добавляются аттенюаторы. Например, если измеряется образец с высоким поглощением, то тракт настраивается в присутствии образца с получением максимального сигнала детектора для достижения лучшего динамического диапазона. Поэтому, чтобы при «калибровке», когда образца не будет в тракте, не было зашкала на детекторе, ставятся соответствующие аттенюаторы, а результаты измерений обрабатываются с учётом этого ослабления.

Линзы, используемые в ЛОВ-спектрометре, сделаны из полиэтилена, фокусное расстояние $f = 60\,\mathrm{mm}$; четыре частотнонезависимых тонкоплёночных аттенюатора имеют пропускания 1%, 3%, 10% и 30%.

В квазиоптическом тракте спектрометра высока вероятность возникновения паразитных стоячих волн. В связи с этим модулятор, диафрагмы, а также и образцы (измеряемые на пропускание) необходимо ставить под небольшим углом $\sim 10°$ к перпендикуляру к оптической оси. Аттенюаторы жёстко закреплены в своей секции и уже имеют некоторый наклон.

Спектрометр имеет следующие средние характеристики: относительное разрешение по частоте $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$, точность определения частоты 0.01% для отдельной точки и 0.5% для всего рабочего интервала, динамический диапазон $40 \div 50$ дБ, отношение сигнала к шуму $\sim 10^{-4} \div 10^{-6}$. Точность определения коэффициента пропускания зависит от коэффициента пропускания образца по следующей таблице 1

(определяя ошибки измерений, необходимо также учитывать зависимость качества измеренного спектра от настройки тракта):

Таблица 1

T	1	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}
$\Delta T/T, \%$	1	2	5	10	20	50

4. Полосовые фильтры

Важная задача частотной селекции миллиметрового и субмиллиметрового излучения находит своё решение в виде полосовых частотных фильтров на основе самонесущих металлических сеток с заданным особым рисунком перфорации, получаемых гальванопластикой (которые являются частотно-избирательными поверхностями). В данной работе была поставлена задача расширения набора фильтров для применения в радиометрической диагностике плазмы на установке ГОЛ-3 в ИЯФ СО РАН. Об этом и пойдёт речь в этой главе после небольшой теоретической части.

4.1. Особенности применения микроструктур для селекции мм-излучения

Простые индуктивные и емкостные ЧИП (рис. 2) с малыми значениями коэффициента заполнения a/g перспективны для использования в качестве фильтров высоких и низких частот соответственно, а при умеренных значениях a/g АЧХ имеет квазиполосовой характер. Однако применение указанных простых сеток для частотно-полосовой, особенно узкополосной, фильтрации оказывается на практике сильно ограниченным ввиду высокой чувствительности плазмонного резонанса (и положения точки аномалии Вуда) к углу падения излучения (рис. 10). Улучшение угловой стабильности резонанса может быть достигнуто за счет модификации топологии, позволяющей увеличить погонную емкость и/или индуктивность ячейки ЧИП и, соответственно, приводящей к смещению основного резонанса ЧИП $\omega_{res} \cong (LC)^{-1/2}$ в область низких частот.

Классический пример топологической модификации заключается в трансформации квадратной ячейки в ячейку крестообразной формы (рис. 11) [13]. В последнем случае фундаментальный резонанс ЧИП «отвязан» от периодичности структуры (не является «плазмон-поляритонным») и обусловлен собственным резонансом отдельной ячейки, вызванным возбуждением стоящей волны на ее апертуре. Для топологии «крест» возникает дипольный резонанс, когда на длине плеча

креста a укладывается приблизительно половина длины волны: $\lambda_{res}/2 \sim a$. Это означает, что для ЧИП с близко расположенными крестообразными элементами ($g \approx a$) ее основной резонанс приходится на частоту, лежащую почти вдвое ниже точки дифракции. Ширина резонансной полосы может варьироваться шириной линий креста. При использований несимметричных крестов можно осуществлять поляризацонно чувствительную фильтрацию излучения.

Стоит заметить, что конструкции, в которых кроме частотно-селективных сеток используются диэлектрические слои, не рассматриваются ввиду двух причин. Во-первых, исследования [14, 15] показали, что локальное усиление поля вблизи поверхности ЧИП может приводить к заметной диссипации энергии излучения в подстилающем ЧИП диэлектрическом слое. Во-вторых, наличие подожки может приводить к появлению высокодобротных паразитных высокочастотных резонансов (любберовские аномалии [16]), расположенных чуть ниже точки дифракции (рис. 12), которые ухудшают частотную селективность ЧИП и монохроматичность АЧХ. Поэтому в данной работе будут применяться самонесущие медные ЧИП толщиной $8 \div 10$ мкм, производимые методом гальванопластики и дополнительно покрываемые тонким слоем алюминия для защиты меди от окисления.

Для улучшения частотной селекции (сужения полосы, увеличения крутизны фронтов АЧХ, уменьшения внеполосового пропускания) имеет смысл использовать несколько сеток ЧИП. При расположении сеток плоскопараллельно друг за другом на расстоянии четверти длины волны, соответствующей центру полосы селекции, крутизна фронта полосовой АЧХ оказывается максимальной. Опыт показывает, что вместе с тем у интерференционной структуры формируется слабый высокочастотный резонанс пропускания в области приблизительно удвоенной частоты, ассоциируемый с первым резонансом Фабри-Перо, который ухудшает монохроматичность фильтрации. При использовании мультиплексной конфигурации, в которых соседние ЧИП устанавливаются под небольшими углами друг к другу ($\sim 3 \div 6°$) для подавления перекрестной интерференции, высокочастотный резонанс Фабри-Перо удается подавить. При этом пропускание составной структуры оказывается равным прямому произведению пропускания отдельных сеток. Однако, мультиплексы имеют более плавный спад полосовой АЧХ (рис. 13).

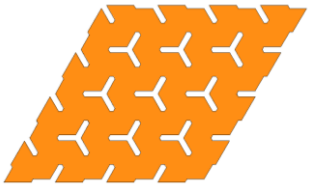


Рис. 14: Топология гексагонально упакованных трипольных щелевых элементов.

Для увеличения области дифракционной одномодовости вместо крестовых элементов ЧИП предлагается использовать

гексагонально-упакованные трипольные щелевые элементов (рис. 14). Более плотная гексагональная упаковка (в $2/\sqrt{3}$ раза) означает лучшую стабильность полосовой АЧХ по отношению к изменению угла падения излучения.

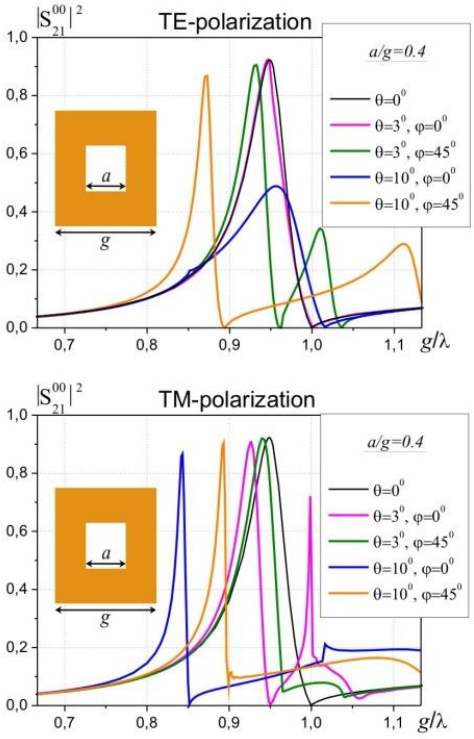


Рис. 10: Чувствительность плазмонного резонанса индуктивной ЧИП с квадратными отверстиями ($a/g = 0.4$) к изменению углов падения θ, φ.

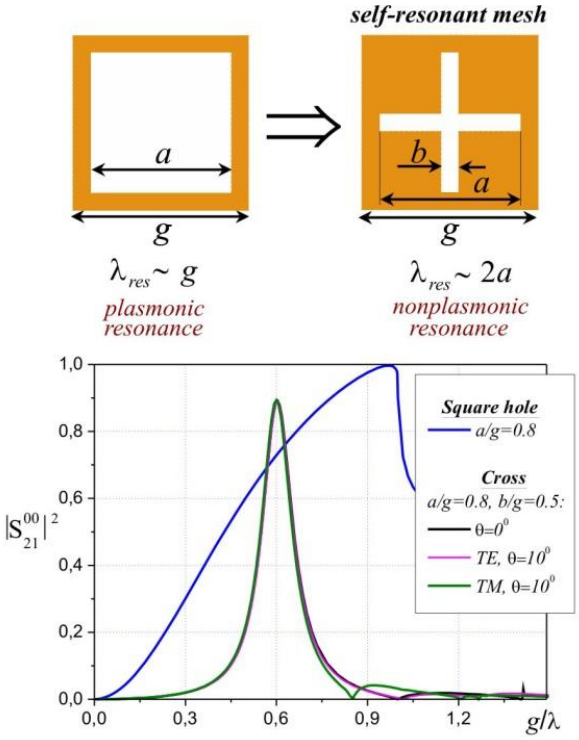


Рис. 11. Улучшение угловой стабильности резонанса ЧИП посредством модификации топологии: квадрат $\rightarrow$ крест (увеличение погонной емкости).

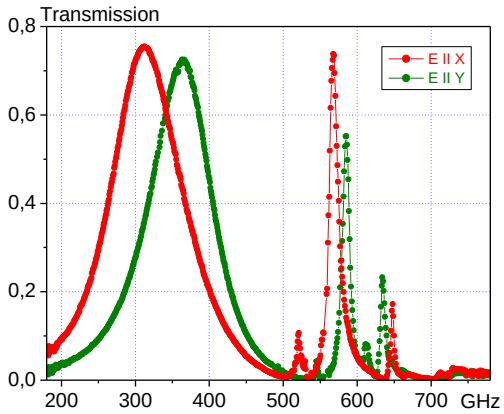


Рис. 12: Проявление паразитных резонансов в области высоких частот (560-590 ГГц) у тонкометаллической ЧИП на диэлектрической положке.

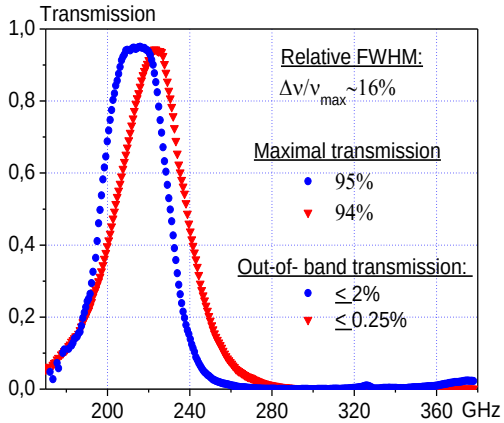


Рис. 13: Сравнение АЧХ двухслойных ЧИП мультиплексной («треугольники») и интерференционной («кружки») конфигураций.

Таким образом, в работе Астафьева М.А. [17] были разработаны, изготовлены и протестированы фильтры на основе мультиплексов из трёх самонесущих гальванически выращенных медных сеток с топологией гексагонально упакованных трипольных щелей на частоты 112, 132, 156 и 188 ГГц, лежащие в области ω_p-эмиссии плазмы установки ГОЛ-3. Пропускание этих четырёх фильтров составляло не менее 92%, ширина полосы была ~12%, а внеполосовое ослабление – на уровне $\sim 40 \div 50$ дБ. В данной работе была поставлена задача создания фильтров с аналогичными характеристиками на частоты 224, 264, 312 и 376 ГГц, соответствующие области $2\omega_p$-эмиссии, а также фильтров на 75 и 93 ГГц и высокочастотных фильтров на 448, 528, 624 и 800 ГГц. Новые фильтры позволят расширить диапазон измерений радиометрической диагностики.

4.2. Экспериментальные результаты

Геометрические параметры всех рисунков самонесущих ЧИП проходили процесс оптимизации в Ansoft HFSS™, цель которого заключалась в реализации максимума энергетической прозрачности T_{max} одиночной ЧИП на указанных частотах при условии $T_{max} > 97\%$ и относительной ширине коэффициента пропускания на полувысоте (FWHM) $\approx 21\%$. Отнесенные к трехслойным мультиплексным структурам указанные значения соответствуют критериям $T_{max\ 3-\text{слойный}} > 91\%$ и $FWHM_{3-\text{слойный}} \sim 12\%$.

Таким образом, было произведено 30 самонесущих сеток для 10-ти фильтров методом гальванопластики, каждая из которых была отдельно протестирована на ЛОВ-спектрометре, показывая хорошее соответствие расчётным спектрам пропускания. АЧХ всех новых фильтров, а также четырёх уже готовых фильтров из работы [17] представлены на рис. 15. Все фильтры имеют максимальное пропускание $\sim 90 \div 95\%$. Частота максимума пропускания отличается от желаемой не более чем на 1 ГГц. Ширина полосы пропускания, измеряемая на полувысоте, была $\sim 12 \div 18\%$ и возрастала для высокочастотных фильтров. При необходимости для сужения полосы можно добавлять ещё самонесущих ЧИП, но в рамках данной работы этого не понадобилось. Средний внеполосовой коэффициент пропускания составил $\sim 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-3}$, см. рис. 16.

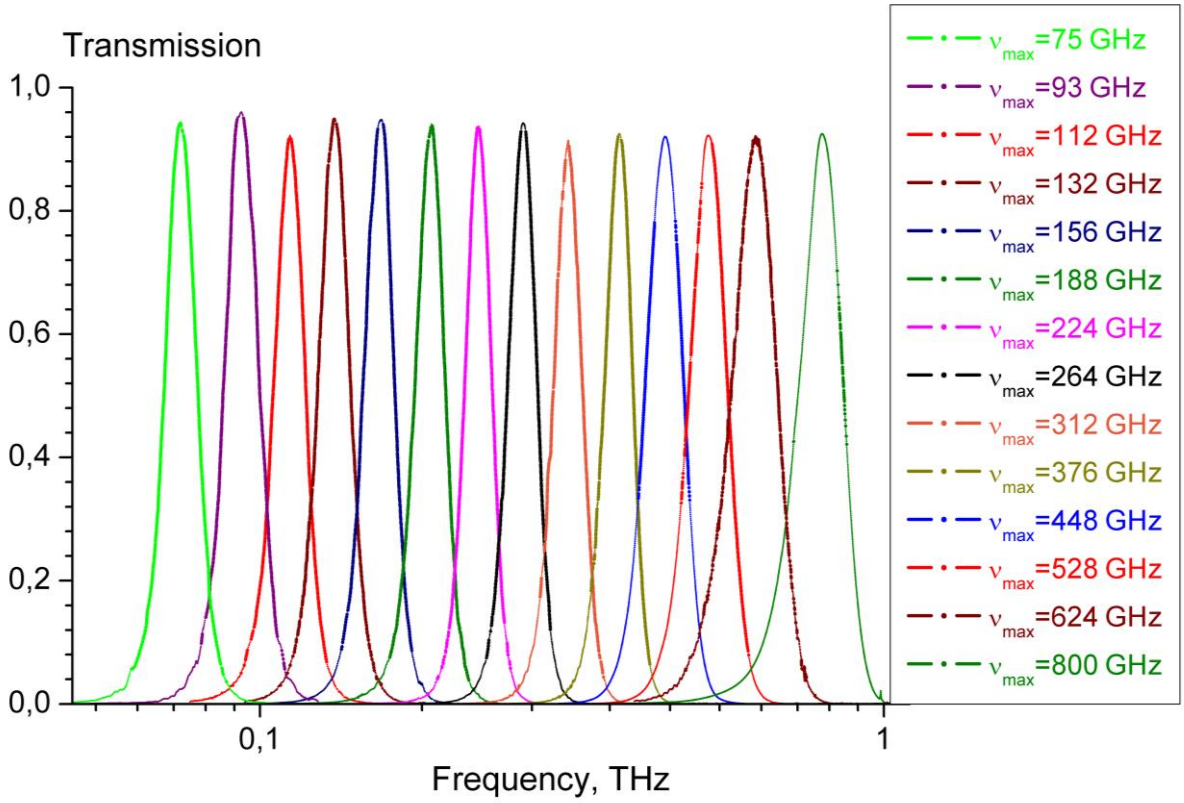


Рис. 15: Спектры коэффициента пропускания набора квазиоптических полосовых фильтров миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

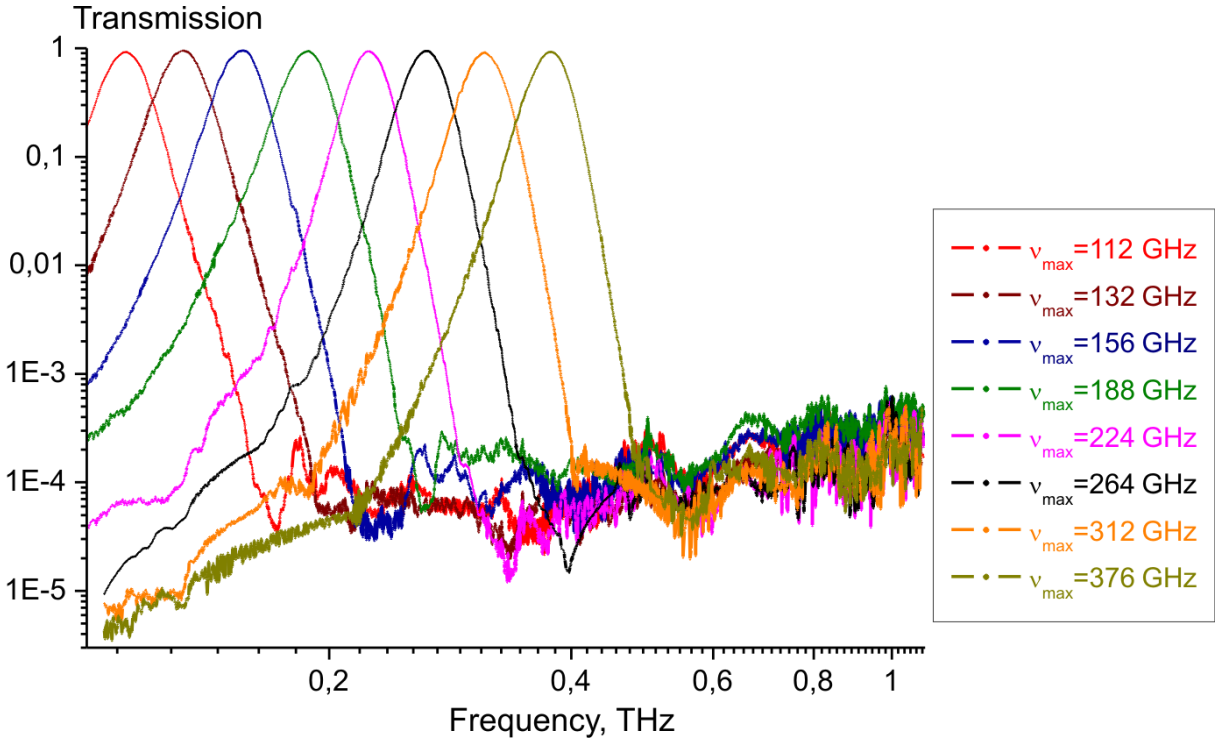


Рис. 16: Демонстрация величины внеполосового пропускания для некоторых фильтров из набора (приходящихся на область ω_p- и $2\omega_p$-эмиссии).

4.3. Полосовой фильтр для работы при криогенных температурах

В рамках данной работы для применения в космических экспериментах при очень низких температурах был разработан, произведён и протестирован квазиоптический полосовой трёхсеточный фильтр на 350 ГГц. Топологический рисунок элементарной ячейки был таким же – гексагонально упакованные трипольные щели. Размер фильтра составлял 42 мм при апертуре 25 мм и толщине 8 мм. Экспериментально измеренная АЧХ фильтра представлена на рис. 17. Коэффициент пропускания фильтра получился равным 91%, ширина полосы пропускания – 12%, пропускание вне полосы – менее −37дБ, а величина кросс-поляризации – менее −35дБ.

Для тестирования на поведение при низких температурах фильтр был погружен на 10 мин в сосуд с жидким гелием (температура ~4 К). После извлечения фильтра из сосуда наблюдалось ослабление натяжения самонесущих сеток ЧИП, появились незначительные волнистости. Как показало повторное измерение АЧХ на ЛОВ-спектрометре опускание в сосуд с жидким гелием не привело к уходу электродинамических характеристик фильтра, что указывает на стабильность гальванических ЧИП по отношению к криогенному термоциклированию. Таким образом, можно сделать предварительный вывод о возможности использования фильтра в спектральных диагностиках, работающих при криогенных температурах. В будущем предполагается проверить стабильность АЧХ фильтра при большом числе циклов охлаждения, а также провести непосредственные измерения его характеристик в термостате, охлажденном до температуры жидкого гелия.

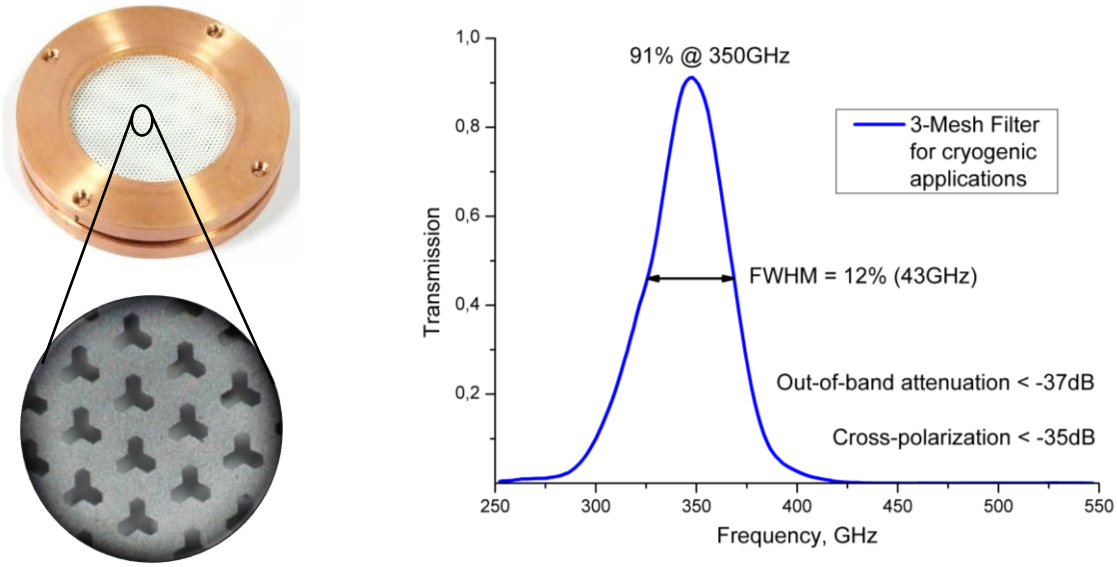


Рис. 17: Слева – «криогенный» квазиоптический фильтр. Справа – его экспериментальная АЧХ с указанием главных характеристик.

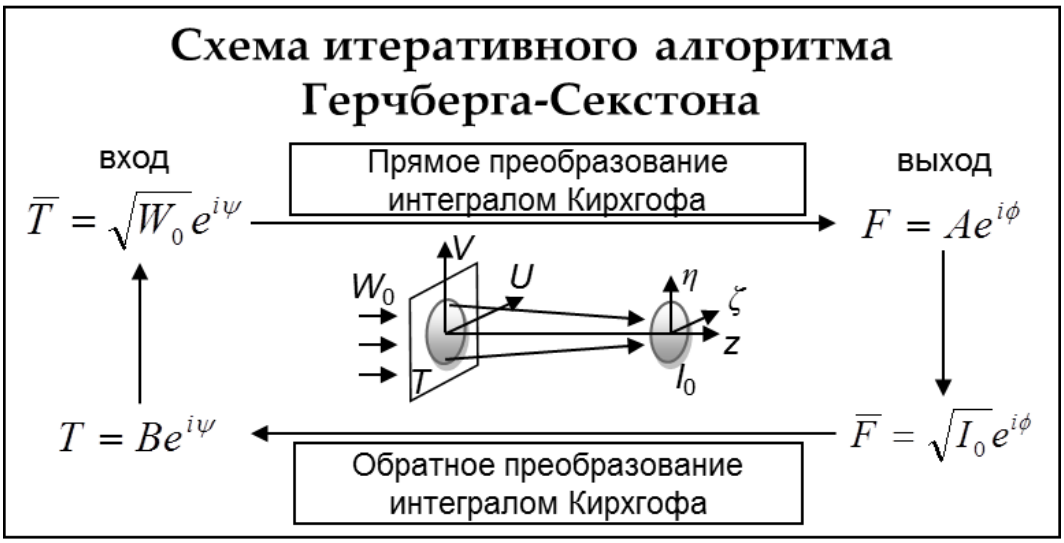
5. Фокусирующие элементы

В рамках исследований в области металлизированных микроструктур, а также по усовершенствованию радиометрической диагностической системы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов была высказана идея создания квазиоптического элемента, позволяющего реализовать одновременно фокусировку и частотную селекцию излучения. Фокусировка на выбранной частоте обеспечивается за счёт соответствующего распределения фазы коэффициента пропускания квазиоптического элемента, которая может задаваться необходимым изменением элементарных ячеек металлизированной микроструктуры по площади элемента. Иными словами, речь идёт о создании непериодической ЧИП. Ожидается, что частотная селекция будет обеспечиваться за счёт нетривиальных спектров коэффициента пропускания всех использованных элементарных ячеек микроструктуры дополнительно к разрушению картины в фокальной плоскости за счёт изменяющейся с частотой фазой пропускания ячеек микроструктуры. Нужно отметить, что создание фокусирующих элементов для миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов возможно и на базе обыкновенных материалов, таких как полиэтилен или фторопласт. Однако имеются недостатки, связанные со значительными потерями в толще материала, а также с громоздкостью получающихся элементов. Для элементов, фокусирующих в область сложной формы (дифракционные оптические элементы, ДОЭ), проблемой является создание сложного профиля поверхности на станках с ЧПУ (или другими методами) и паразитной дифракции излучения на этом профиле, толщина которого порядка половины длины волны.

Перед тем как перейти непосредственно к разработанным в данной работе селективным фокусирующим квазиоптическим элементам необходимо обсудить общую концепцию создания и производства.

Как уже было сказано, изменяя топологический рисунок вдоль поверхности микроструктуры можно влиять на амплитуду и фазу коэффициента отражения, таким образом, формируя волновой фронт, необходимый для требуемого распределения интенсивности в фокальной области. Таким образом, разработка фокусирующего элемента начинается с определения желаемой рабочей частоты, входного (область источника) и выходного (фокальная область) распределения интенсивности поля и геометрии «эксперимента», размеров элемента, а также с выбора подходящих элементарных ячеек будущей непериодической ЧИП. Затем рассчитывается

распределение фазы коэффициента пропускания по поверхности, необходимого для осуществления фокусировки в выбранную область произвольной формы.



$$A(\zeta,\eta,z) = \frac{i}{\lambda}\iint_{-\infty}^{+\infty} T(U,V,0)\frac{e^{-ikr}}{r}\cos\angle(r,z)\,dU\,dV\,, r = |(\zeta - U, \eta - V, z)|$$

Рис. 18: Схема итерационного метода расчёта фазы фокусирующего элемента на примере схемы Герчберга-Секстона; снизу – выражение для интеграла Кирхгофа.

Рассмотрим два метода расчёта фазы – лучевой и итерационный (градиентные методы в данной работе не рассматривается) [18, 19]. В случае лучевого метода находится лучевое соответствие между точками фокальной кривой и точками апертуры фокусирующего элемента (лучи из каких точек поверхности элемента должны идти в данную точку фокальной кривой) с последующим восстановлением функции профиля фокусирующего элемента из уравнения наклонов, следующего из лучевого представления и уравнения эйконала. Для простейших случаев приемлемо прямое решение обратной задачи в лучевом приближении. Например, обратной к задаче фокусировки плоской волны в точку является задача распространения излучения от точечного источника. Полученное таким образом распределение фазы в области источника будет обратным к искомому решению. Такой упрощённый вариант лучевого метода применялся в данной работе.

Основой итерационных методов является задача нахождения экстремума некоторого функционала, обычно зависящего от желаемого и получаемого вследствие действия ДОЭ распределениями интенсивности в фокальной области [18, 20]. Итерационных методов существует много, но общая схема выглядит следующим образом (рис. 18). После выбора нулевой итерации распределения фазы φ_0 (обычно случайное) происходит расчёт распределения поля $Ae^{i\psi}$ в фокальной области от

области источника с помощью интеграла Френеля или Кирхгофа, где распределение поля есть $\sqrt{W}e^{i\varphi_n}$ (W – распределение интенсивности в области источника; на нулевой итерации $\varphi_n = \varphi_0$). В фокальной области происходит замена получившегося поля $Ae^{i\psi}$ на поле $F(A, \psi, I)$, зависящее от получившегося поля и желаемого распределения интенсивности в фокальной области I. Затем, рассчитывается распределение поля $Be^{i\varphi_{n+1}}$в области источника от фокальной области с распределением поля $F(A, \psi, I)$, т.е. происходит «возвращение излучения». Замыкает цикл процесса замена получившегося поля $Be^{i\varphi_{n+1}}$ в области источника на $\sqrt{W}e^{i\varphi_{n+1}}$. Итерационный процесс продолжается, пока различие между желаемым и получаемым распределениями интенсивности не будет удовлетворять необходимому числовому критерию. Следует заметить, что итерационные методы являются практически незаменимыми для точных расчётов нетривиальных фокусирующих элементов в сложную область. В данной работе использовались схема Герчберга-Секстона (рис. 18) с заменой $F(A, \psi, I) = \sqrt{I}e^{i\psi}$ [21] главным образом для учёта распределения излучения, падающего на квазиоптический фокусирующий элемент (гауссов пучок).

Следующий этап – это сопоставление распределению фазы соответствующего распределения элементов топологии по поверхности фокусирующего элемента. Для этого берётся набор элементарных ячеек микроструктур, позволяющих покрыть диапазон фазы пропускания в $360°$ на данной частоте (квантованные оптические элементы в данной работе рассматриваются). (Заметим, что в данной работе для одного из рассматриваемых фокусирующих элементов требуется покрыть гораздо более широкий диапазон фазы, что является скорее частным случаем, который будет описан дополнительно.) Обычно для этого происходит варьирование одного из геометрических параметров выбранного типа микроструктуры. При выборе типа микроструктур необходимо учитывать то, что с изменением этого параметра изменяется не только фаза пропускания, но и амплитуда. Таким образом, выбранный набор элементарных ячеек микроструктуры, последовательно переходящих друг в друга, позволяет построить взаимно-однозначное соответствие значения варьируемого геометрического параметра и фазы пропускания на рабочей частоте.S-параметры каждой элементарной ячейки из набора рассчитываются в Ansoft HFSS™. Ввиду того, что набор промоделированных ячеек ограничен (невозможно промоделировать несчётное множество ячеек для каждого значения из промежутка $0 \div 360°$), в соответствие всем промежуточным значениям фаз ставятся элементарные ячейки со значениями варьируемого параметра, полученными при интерполяции по значениям для промоделированных ячеек. Отметим, что полноволновой электродинамический расчёт

в Ansoft HFSS™ фокусирующего элемента целиком не представляется возможным, так как потребуется огромное количество ресурсов вычислительной машины – именно поэтому рассчитываются только элементарные ячейки.

В данной работе рассмотрены квазиоптические селективные фокусирующие элементы с элементарными ячейками в виде гексагонально упакованных гексагональных отверстий с изменяющимся размером отверстий и гексагонально упакованных круглых отверстий с изменяющейся толщиной структуры. Первые производятся с помощью метода LIGA-технологии, вторые – с помощью сверления отверстий в профилированном образце на станках с ЧПУ. Конкретное устройство, свойства и экспериментальные характеристики фокусирующих элементов представлены в нижеследующих разделах.

5.1. Плоская LIGA линза

Для реализации плоской LIGA линзы в качестве топологического элемента ЧИП были выбраны гексагонально упакованные шестиугольные отверстия. Варьируемым геометрическим параметром является в данном случае радиус описанной окружности шестиугольника, т.е. фактически размер отверстия. Электромагнитный отклик массива из гексагонально упакованных шестиугольных отверстий определённой толщины имеет характерную форму, представленную на рис. 19. При движении от низких частот наблюдается очень низкое пропускание, связанное с нахождением ниже волноводной частоты отсечки шестиугольных отверстий. После прохождения частоты отсечки наблюдается рост пропускания с осцилляциями, являющимися следствием возбуждения стоячих волн на длине элементарной волноводной ячейки вследствие частичного отражения проходящей волны от границ структуры (резонансы Фабри-Перо). Если в качестве материала используется идеальный проводник, то максимумы пропускания будут строго равны 1. При достижении точки дифракции $\nu_{\text{точки дифракции}} = 1.1547 \cdot \frac{c}{s}$, ($s$ – расстояние между отверстиями (период), c – скорость света в вакууме), где появляются дополнительные к нулевой дифракционные моды, спектр выходит на некоторый средний уровень пропускания. Толщина структуры задаёт крутизну фронта кривой пропускания в районе частоты отсечки. Отметим, что при одинаковой ширине металлических перемычек между соседними ячейками ЧИП из всевозможных форм отверстий гексагональные имеют наибольшее пропускание.

В данной работе для построения плоской LIGA линзы был выбран период упаковки 450 мкм, толщина структуры 1000 мкм, а размер отверстий варьировался в

диапазоне $310 \div 450$ мкм. Таким образом, минимальный размер перемычки между отверстиями составил 50 мкм, что находится почти на пределе возможности производства LIGA технологией в ИЯФ СО РАН. Частота отсечки выбранных отверстий варьировалась в диапазоне $\nu_{\text{отсечки}} \approx 430 \div 630$ ГГц, точка дифракции – $\nu_{\text{точки дифракции}} = 770$ ГГц. Рабочая частота была выбрана $\nu_{\text{рабочая}} = 650$ ГГц так, чтобы обеспечить вариацию фазы в пределах 360°, а также максимальное пропускание как можно большего числа отверстий, при этом не сильно приближаясь к частоте отсечки, чтобы при возможных производственных уходах она не стала больше рабочей. Параметр субволновости для описываемых отверстий равен $\lambda/g \sim 1$, что может быть существенной причиной отличия расчётной производительности линзы от экспериментальной. На рис. 19 показаны амплитудные и фазовые спектры пропускания описываемых элементарных ячеек ЧИП, а также графики зависимости амплитуды и фазы пропускания на рабочей частоте от длины отверстий, все полученные расчётами в Ansoft HFSS™.

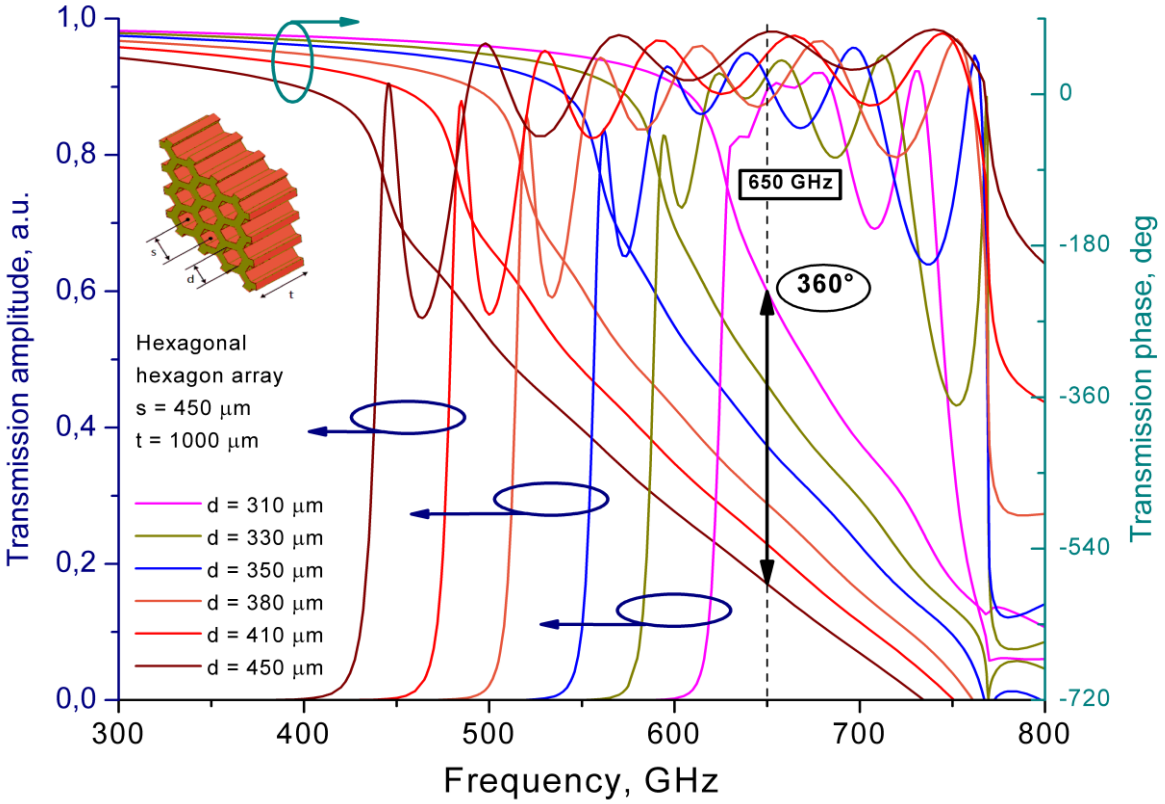


Рис. 19: Расчётные кривые фазы и амплитуды коэффициента пропускания ЧИП из гексагонально упакованных шестиугольных отверстий.

Фаза на поверхности линзы, необходимая для фокусировки излучения, рассчитывались в специально разработанном коде на MatLab™ итерационным методом по схеме Герчберга-Секстона. Это позволило учесть гауссов профиль падающего на

линзу пучка, источником которого при тестировании линзы будет ЛОВ. Апертура рассчитанной линзы составила 100 мм при фокусном расстоянии 200 мм. Расчётная спектральная ширина полосы составила 15%, что немного больше, чем у квазиоптических полосовых фильтров, но значительно меньше, чем у стандартных линз. Дифракционная эффективность на рабочей частоте составила 59%.

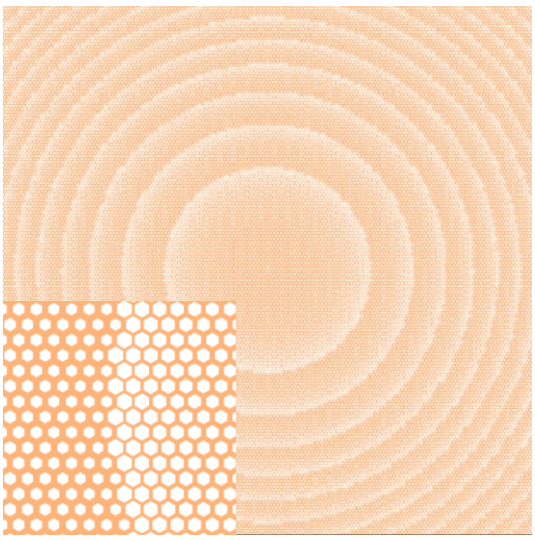


Рис. 20: Изображение рентгеношаблона рассчитанной плоской LIGA линзы.

По полученному распределению размеров отверстий на поверхности линзы, соответствующему распределению фазы, был нарисован чертёж рентгеношаблона, изображение которого представлено на рис. 20. Чертёж рентгеношаблона был отдан на производство. К сожалению, на момент написания работы опытного образца плоской LIGA линзы получено не было.

5.2. Плоско-вогнутая дырчатая линза

Для плоско-вогнутой дырчатой линзы элементарные ячейки топологии микроструктуры были выбраны гексагонально упакованными круглыми отверстиями. Варьируемым геометрическим параметром является в данном случае толщина структуры – отсюда и наличие профиля (плоско-вогнутая). Электромагнитный отклик массива из гексагонально упакованных отверстий определённой толщины имеет характерную форму, представленную на рис. 21, качественно схожу с ней у шестиугольных отверстий, использованных для LIGA линзы. При движении от низких частот наблюдается очень низкое пропускание, связанное с нахождением ниже волноводной частоты отсечки круглых отверстий $\nu_{\text{отсечки}} = 0.293 \cdot \frac{c}{d/2}$, где d – диаметр отверстия, c – скорость света в вакууме. После прохождения частоты отсечки наблюдается рост пропускания с осцилляциями, являющимися резонансами Фабри-Перо на длине волноводной ячейки (толщине структуры). Если в качестве материала используется идеальный проводник, то максимумы пропускания будут строго равны 1. Осцилляции прекращаются при достижении точки дифракции $\nu_{\text{точки дифракции}} = 1.1547 \cdot \frac{c}{s}$, ($s$ – расстояние между отверстиями (период), c – скорость света в вакууме),

где появляются дополнительные к нулевой дифракционные моды и спектр выходит на некоторый средний уровень пропускания. В данной работе для построения плоско-выпуклой дырчатой линзы диаметр отверстий был выбран 1.1 мм, период упаковки 1.6 мм, толщина $2 \div 20$ мм из-за производственных ограничений. Таким образом, частота отсечки составляла $\nu_{\text{отсечки}} = 159.7$ ГГц, точка дифракции – $\nu_{\text{точки дифракции}} = 216.4$ ГГц, а рабочая частота была выбрана примерно посередине между ними $\nu_{\text{рабочая}} = 188$ ГГц, чтобы при возможных неточностях производства избежать попадания за пределы области высокого пропускания. Параметр субволновости для этих отверстий равен $\lambda/g \sim 1$, что может быть существенной причиной отличия расчётной производительности линзы от экспериментальной. На рис. 21 показаны амплитудные и фазовые спектры пропускания описываемых элементарных ячеек ЧИП, а на рис. 23 – графики зависимости амплитуды и фазы пропускания на рабочей частоте от длины отверстий, все полученные расчётами в Ansoft HFSS™.

Фаза, а значит, и профиль линзы рассчитывались в специально разработанном коде на MatLab™ лучевым методом так, что в фокальной точке ставился точечный источник излучения, оптические пути от которого до всех точек входной границы линзы должны были быть одинаковыми (рис. 22). Таким образом, входной пучок принимался плоским и однородным с единичной амплитудой поля. В качестве реперного значения был выбран фазовый набег на оси системы (по центру линзы), где толщина линзы была выбрана 2 мм для прочности: $\varphi_0 = \varphi_{\text{ЧИП}}(l_0) - \frac{2\pi}{\lambda}(F - l_0)$, где $l_0 = 2$ мм, F – фокусное расстояние линзы (отсчитывается от плоской границы линзы), $\varphi_{\text{ЧИП}}(l)$ – фаза пропускания круглой волноводной ячейки длиной l. Соответственно, профиль толщины линзы $l(x, y)$ рассчитывался из численного решения уравнения $\varphi\big(l(x,y)\big) = \varphi_{\text{ЧИП}}\big(l(x,y)\big) - \frac{2\pi}{\lambda}\big(F - l(x,y)\big) = \varphi_0$ для каждой точки (x, y) гексагональной сетки на плоской стенке линзы. Необходимо заметить, что для рассматриваемой линзы в отличие от, например, LIGA линзы вариацией геометрического параметра ЧИП требуется покрывать гораздо более широкий диапазон значений фазы. Основываясь на спектрах пропускания дырчатых структур разной толщины, был рассчитан точный аксиально-симметричный профиль линзы, который оказался вогнутым. Для производства профиля на токарном станке с ЧПУ точный профиль был аппроксимирован полиномом с точностью до ~ 100 мкм.

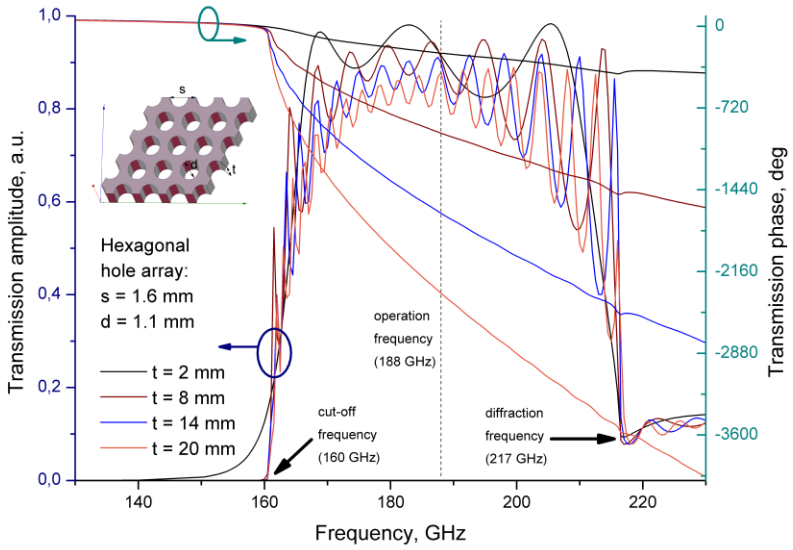


Рис. 21: Расчётные спектры амплитуды и фазы коэффициента пропускания ЧИП на гексагонально упакованных круглых отверстиях (период 1.6 мм, диаметр 1.1 мм) для нескольких толщин структуры (на рисунке указаны рабочая частота, частота отсечки и точка дифракции).

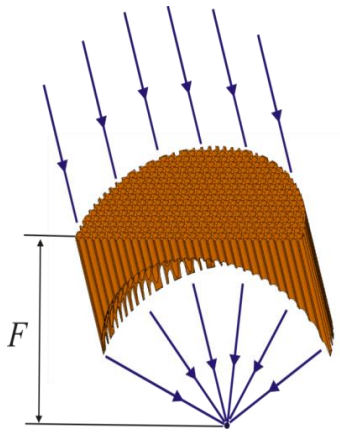


Рис. 22: Схема работы плоско-вогнутой дырчатой линзы (F – фокусное расстояние).

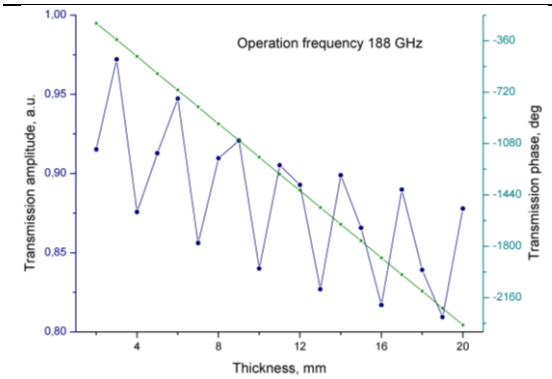


Рис. 23: Расчётные фаза и амплитуда пропускания гексагонально упакованных круглых отверстий на рабочей частоте в зависимости от толщины структуры.

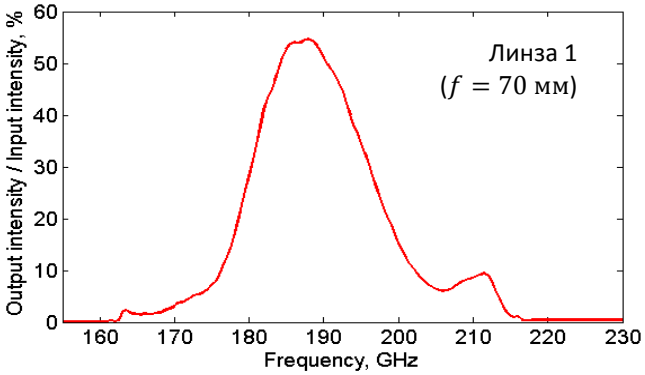


Рис. 24: Расчётная зависимость дифракционной эффективности от частоты для линзы с фокусным расстоянием $f = 70$ мм.

Было рассчитано и произведено две линзы (рис. 25): с фокальными расстояниями 70 мм («линза 1») и 210 мм («линза 2»). Их параметры и рассчитанные в MatLab™ с использованием интеграла Кирхгофа характеристики представлены в таблице 2. Главной особенностью данных линз является величина спектральной ширины полосы, расчётная величина которой сравнима и даже меньше чем у квазиоптических полосовых фильтров, описанных выше. На рис. 24 представлен спектр расчётной

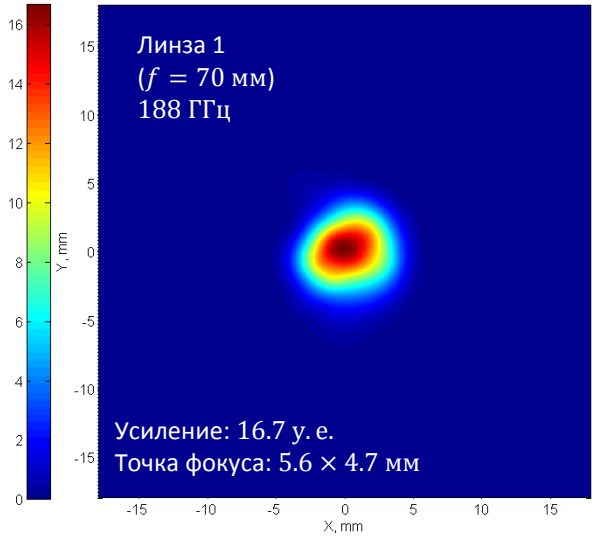
дифракционной эффективности линзы с $f = 70$ мм, вычислявшейся как отношение энергии, сосредоточенной в фокальном пятне, к энергии падающего пучка.

Таблица 2. Расчётные характеристики разработанных и произведённых в данной работе плоско-вогнутых дырчатых линз на рабочую частоту 188 ГГц.

Свойства линз	Линза 1 ($f = 70$ мм)	Линза 2 ($f = 210$ мм)
Расчётное фокусное расстояние	69.4 мм	198.4 мм
Апертура	62 мм	76 мм
Толщина	20.0 мм	9.7 мм
Дифракционная эффективность, %	57 %	78 %
Диаметр фокального пятна	1.6 мм	4.3 мм
Ширина полосы пропускания, % (ГГц)	6.9 % (13 ГГц)	13.5 % (25 ГГц)

Рис. 25: Фотографии изготовленных линз: сверху – Линза 1, снизу – Линза 2.

С помощью сканнера ЛОВ-спектрометра были измерены распределения интенсивности в фокальных плоскостях обеих линз на рабочих частотах, а также пучки ЛОВ, падающие на плоскую стенку линзы. Положения фокусов отличались от расчётных не более чем на 10 мм. Усиление линзы определяется как отношение максимума распределения интенсивности фокального пятна и максимума распределения интенсивности падающего пучка. Заметим, что у стандартных линз, используемых в спектрометре, эта величина равняется $\sim 40 \div 50$. На рис 26 представлены экспериментально измеренные распределения интенсивности излучения в фокальной плоскости обеих линз на рабочей частоте, нормированные на соответствующие максимумы интенсивности падающего пучка, а также характерный профиль падающего пучка ЛОВ. Для линзы 1 было получено значение усиления 16.7, а для линзы 2 – 4.9.



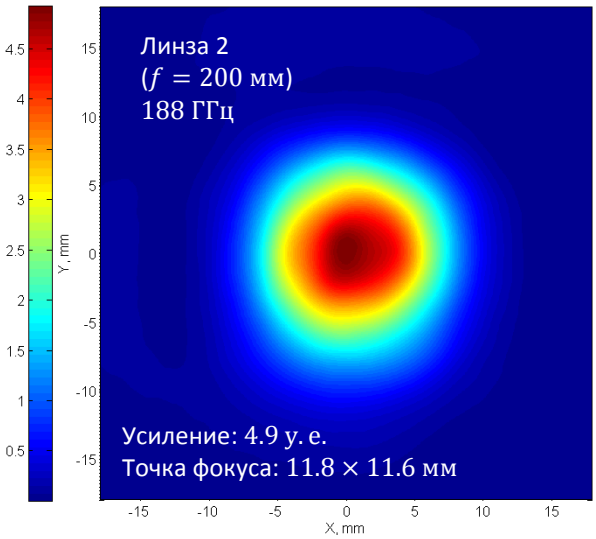
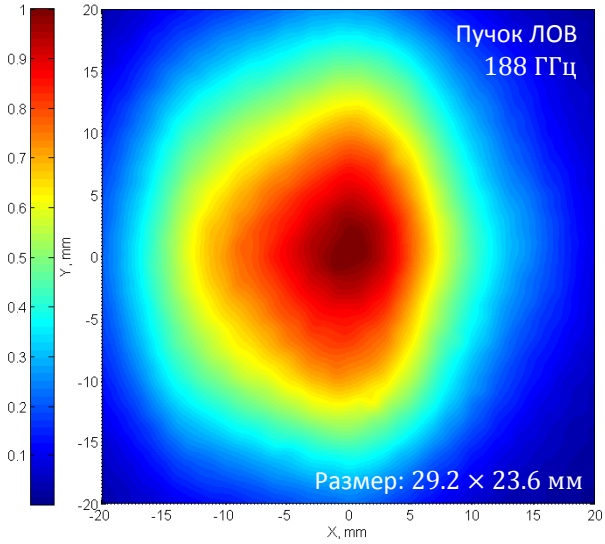
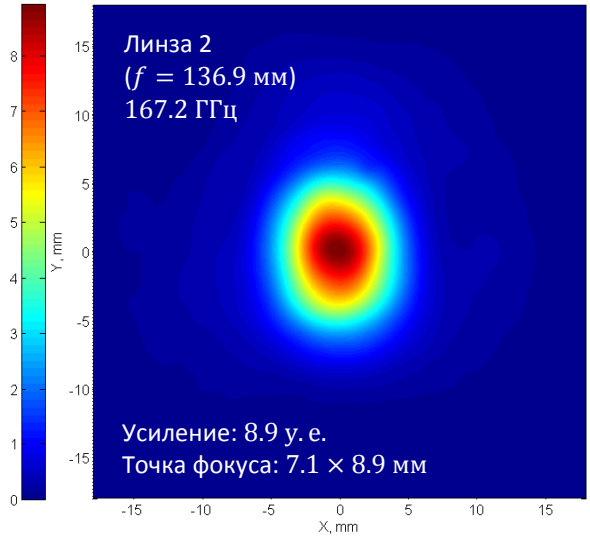
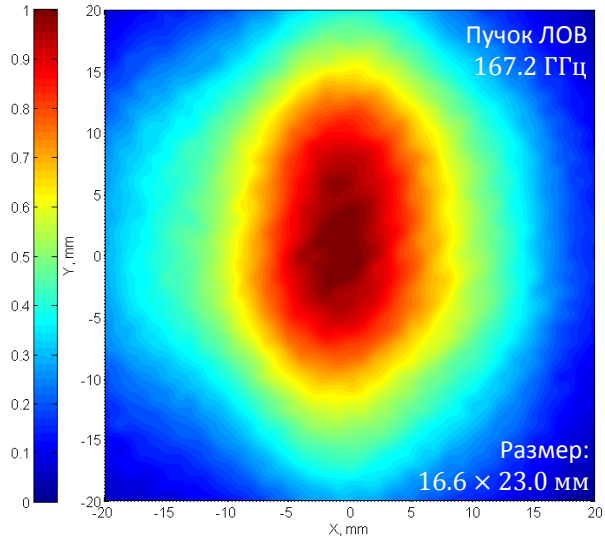


Рис. 26: Сверху – экспериментально измеренные распределения интенсивности в фокальной плоскости для обеих линз на рабочей частоте; справа – характерный измеренный профиль интенсивности пучка ЛОВ на рабочей частоте 188 ГГц; снизу – экспериментально измеренные распределение интенсивности в плоскости f = 136.9 мм длиннофокусной линзы 2 и пучка ЛОВ на частоте 167.2 ГГц.







Производительности дырчатых плоско-вогнутых линз были сравнены со стандартными полиэтиленовыми линзами ЛОВ-спектрометра с f = 60 мм. Отношение измеренных спектров пропускания дырчатой линзы к полиэтиленовой даёт представление о спектральной ширине полосы дырчатых линз. Тефлоновая линза не имеет выраженную спектральную селективность, поэтому её спектр пропускания

соответствует спектру мощности ЛОВ. Графики отношений измеренных спектров (фактически во сколько раз дырчатые линзы «лучше» сфокусировали энергию пучка в окно детектора нежели полиэтиленовые) показаны на рис. 27. Спектральные ширины полос дырчатых линз были равны ~13% для линзы $f = 70$ мм и ~19% для линзы $f = 210$ мм. При этом короткофокусная линза имеет максимальное усиление на рабочей частоте 188 ГГц, которое в два раза ниже чем у тефлоновой линзы, а длиннофокусная – на частоте 170 ГГц, которое хуже тефлоновой в семь раз. Нужно отметить, что различие в производительности длиннофокусной и короткофокусной линз сходится с предсказаниями расчётов в MatLab™.

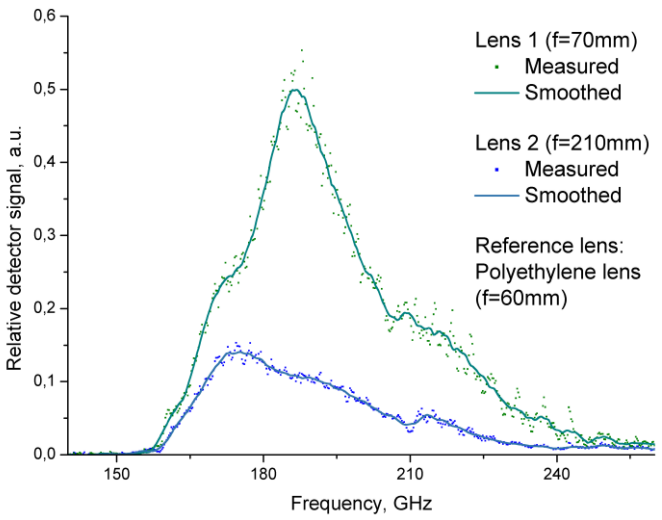


Рис. 27: Спектр отношения сфокусированной дырчатыми линзами энергии пучков ЛОВ к энергии, сфокусированной стандартной полиэтиленовой линзой.

При сверлении отверстий делались небольшие фаски на месте входа сверла. Моделирование гексагонально упакованных круглых отверстий с фаской в Ansoft HFSS™ показало, что наряду с небольшим ростом интегрального пропускания уменьшается глубина модуляции АЧХ, связанная с резонансами Фабри-Перо. Это объясняется тем, что с наличием фаски уменьшился коэффициент отражения от границы отверстия, что повысило пропускание отверстия как резонатора Фабри-Перо. Более того наблюдается значительный рост пропускания выше точки дифракции, что объясняет экспериментальный факт увеличения пропускания всей линзы выше точки дифракции (и уширении полосы спектра дифракционной эффективности) по сравнению с предсказаниями расчётов.

Во время моделирования результатов фокусировки линз в MatLab™ был обнаружен любопытный факт – существование более сильной фокусировки при частотах и расстояниях на оси, отличных от закладываемых в расчёт. Например, для длиннофокусной линзы 2 на частоте 167.2 ГГц на расстоянии 136.9 мм от плоской стороны линзы расчётный максимум интенсивности в фокальном пятне был на 20% процентов больше чем на 188 ГГц и 198.4 мм. Более того, существование более сильной фокусировки для длиннофокусной линзы было подтверждено

экспериментально (рис. 26): на частоте 167.2 ГГц усиление составило ≈ 9 против ≈ 6 на частоте 188 ГГц. Скорее всего, это обусловлено «случайно оказавшимся» большими значениями амплитудного пропускания отверстий и большей величиной параметра субволновости для частоты 167.2 ГГц. Данный эффект требует дополнительного исследования для определения пределов производительности рассматриваемых линз, а также для усовершенствования метода расчёта профиля поверхности линзы.

6. Ультратонкие резонансные поглотители для болометрических измерений

Более 30-ти лет ведутся разработки в области детектирования излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [22-25]. Большинство известных на сегодняшний день решений либо являются дорогостоящими, либо требуют дополнительного оборудования (например, криостата). Также очень важной задачей является создание матричных приёмников, подобных фотокамере, для осуществления измерений пространственного распределения интенсивности излучения, а также для спектрофотометрии. В данном разделе речь пойдёт о болометрических детекторах, в основе которых лежит поглощающий слой, измерение нагрева которого позволяет осуществить измерение падающей на него мощности. Оптимизации работы всего болометра состоит в уменьшении теплоёмкости этого поглощающего слоя для уменьшения потерь тепловой энергии и скорейшей её передачи к измерителю тепла. Один из способов решения данной проблемы является уменьшение толщины поглощающего слоя, обеспечивает возможность достижения высокой чувствительности и малого времени отклика болометрического детектора. В случае миллиметрового и субмиллиметрового излучения обычно применяются классические пластины толщиной $\lambda/4$ [26], которые оказываются неэффективными.

В качестве альтернативы предлагается обратиться к концепции высокоэффективных электромагнитных поглотителей, обладающих малыми толщинами d в сравнении с рабочей длиной волны λ. Эта концепция основана на управлении пространственным распределением электромагнитного поля вблизи поверхности поглотителя таким образом, чтобы сместить на нее пучность суммарного электрического поля, образованного падающей и отраженной от поглотителя волнами. Это может быть достигнуто путем использования высоко-импедансных поверхностей (ВИП, high-impedance surface – HIS) [5, 27, 28]. ВИП представляет собой однослойную частотно-избирательную поверхность ёмкостного типа, помещенную на слой

диэлектрика, с толщиной меньше длины волны, с обратной металлизацией. На резонансной частоте ВИП его поверхностный импеданс, определяемый как отношение тангенциальных компонент суммарного электрического и магнитного полей у поверхности, обращается в бесконечность, обеспечивая нулевую фазу отражения. Данный случай соответствует условию «магнитной стенки», так как тангенциальная компонента суммарного магнитного поля обращается в ноль на поверхности поглотителя. Если при этом правильно подобрать диссипативные потери в ЧИП и в диэлектрическом слое, то можно получить режим полного резонансного поглощения падающей ЭМ волны. Как показывают теоретические и экспериментальные исследования [29], при малых значениях диссипативного параметра удается реализовать значения добротности резонанса поглощения и соотношения λ/d на уровне в несколько десятков и даже сотен, что оказывается привлекательным для болометрических приложений. Благодаря проработке концепции тонких (в сравнении с длиной волны) электромагнитных поглотителей с близким к единице коэффициентом поглощения в пределах желаемого диапазона частот (ввиду частотной селективности ЧИП) стала возможным разработка различных детектирующих систем миллиметрового диапазона [30-33]. Важно отметить, что, как показывают исследования [29], увеличение соотношения λ/d неминуемо ведет к уменьшению ширины полосы поглощения вплоть до нескольких процентов, делая именно ультратонкие поглотители идеальными кандидатами для болометрических детекторов с высоким спектральным разрешением.

В данной работе разработка болометрических селективных детекторов на основе ультратонких резонансных поглотителей связана с задачами детектирования излучения установках ИЯФ СО РАН. При совмещении таких поглотителей с ИК пиродатчиками ожидается получение более дешевого инструментального решения в сравнении с детекторами Шоттки, традиционно используемыми в радиометрической системе на установке ГОЛ-3. На установке ГДЛ в связи с работами по реализации ЭЦР-нагрева плазмы возможно применение компактных калориметров на базе ультратонких поглотителей с термостойкой диэлектрической подложкой для измерения энергозапаса мощных пучков гиротронов, а также измерения профиля пучка излучения, в том числе в вакуумной камере ГДЛ.

Электродинамический анализ ультратонких поглотителей, а также разработанный, произведённый и протестированный в данной работе набор поглотителей вместе с описанием работ по конкретным приложениям представлены ниже.

6.1. Идеология ультратонких поглотителей мм-излучения

На рис. 27 представлено строение ультратонкого резонансного поглотителя, состоящего из ЧИП на тонком металлизированном с обратной стороны диэлектрическом слое. В модели эквивалентных цепей поверхностный импеданс поглотителя представляет собой параллельное соединение импеданса ЧИП Z_{FSS} (в общем случае состоящего из последовательно соединённых емкостного C_{FSS}, индуктивного L_{FSS} и резистивного членов R; $Z_{FSS} = R + j\left[\omega L_{FSS} - \frac{1}{\omega C_{FSS}}\right]$, где ω – угловая частота падающего излучения) и импеданса заземленного диэлектрического слоя Z_s (рис. 27): $Z = (Z_{FSS} \cdot Z_s)/(Z_{FSS} + Z_s)$. Амплитудный коэффициент отражения S_{11}, исчезающий на резонансной частоте поглощения, выражается через Z следующей широко известной формулой: $S_{11} = \frac{Z-\eta_0}{Z+\eta_0}$, где $\eta_0 \cong 337$ Ом – импеданс свободного пространства. Для создания резонансного контура достаточно взять ёмкостную ЧИП, таким образом индуктивный член станет малым.

При нормальном падении, импеданс заземленного диэлектрического слоя выражается через толщину d и внутренний импеданс диэлектрика $Z_0 = \eta_0 \cdot \sqrt{\mu/\varepsilon}$ через компактную формулу [27]: $Z_s = j \cdot Z_0 \tan(kd)$, где $k = \sqrt{\varepsilon\mu} \cdot \omega/c$ – волновой вектор в среде с диэлектрической ε и магнитной проницаемостями μ ($\mu \cong 1$ на ТГц частотах). При условии $d/\lambda \ll 1$ импеданс диэлектрического слоя Z_s становится чисто индуктивным: $Z_s \cong j \cdot \omega L_s$, где эффективная индуктивность L_S пропорциональна толщине слоя d: $L_s \cong \frac{\mu \cdot \eta_0}{c} d$. Необходимо отметить, что таким образом толщина поглотителя d, как и величина L_S являются зависимыми от C_{FSS} и R (и в общем случае от L_{FSS}) через условие идеального поглощения $\max(1 - |S_{11}|^2) = 1$, задавая оптимальную толщину поглотителя, которую требуется уменьшить. Зависимости основных характеристик поглотителя от параметров эквивалентной цепи показаны в таблице 3. [29]

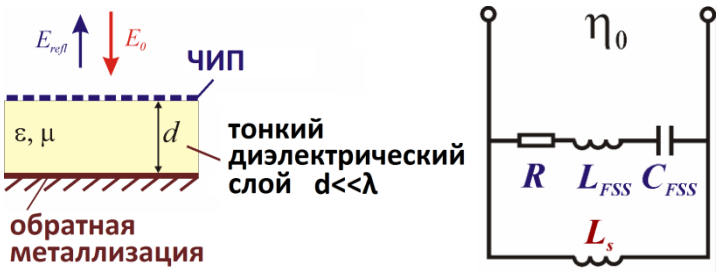


Рис. 27: Схема ультратонкого резонансного поглотителя на основе ЧИП и эквивалентная LCR-модель поглотителя.

Из таблицы 3 видно, что минимизация удельного диссипативного параметра R является ключевым для максимизации отношения λ/d, также как и для уменьшения

ширины полосы поглощения. Интересно, что соотношение λ/d зависит только от R, и не является функцией от C_{FSS} и L_{FSS}. Минимизации R достигается при использовании слоя диэлектрика с малым тангенсом потерь, а также ЧИП с высокой электропроводностью металлизации. В качестве материалов, удовлетворяющих данным критериям, при реализации ТГц поглотителей в работе [29], а также в настоящей работе были выбраны полипропилен ($\tan\delta < 10^{-3}$), и алюминий ($\sigma > 10^7$ См/м).

Таблица 3. Основные характеристики идеальных ультратонких поглотителей в модели эквивалентных цепей (здесь, $\omega_0 \cong 1/\sqrt{L_{FSS}C_{FSS}}$, $\Delta\omega_0/\omega_0 \cong \frac{1}{2}\eta_0\sqrt{C_{FSS}/L_{FSS}}$).

Оптимальная толщина	$d \cong cC_{FSS}R$	Угловая частота резонанса поглощения	$\omega_{Absorp} \cong \frac{1}{C_{FSS}\sqrt{R\eta_0}}$
Отношение длины волны к толщине	$\frac{\lambda_{Absorp}}{d} \cong 2\pi\sqrt{\frac{\eta_0}{R}}$	Ширина полосы резонансного поглощения	$\frac{\Delta\omega_{Absorp}}{\omega_{Absorp}} \cong 2\sqrt{\frac{R}{\eta_0}} \cong 4\pi\frac{d}{\lambda_{Absorp}}$

Несмотря на существование оптимального C_{FSS}, а значит и оптимального для данного λ, моделирование поглотителей в пакете Ansoft HFSS™ показывает, что для фиксированного d существует достаточный диапазон значений λ/d, при которых производительность поглотителей, т.е. величина поглощения и ширина полосы, остаются на высоком уровне близком к единице и нескольким процентам соответственно. Этот факт позволяет создать набор поглотителей для широкого диапазона частот, реализованных на подложке одной и той же толщины, что делает возможным создание матричного спектрофотометра на их основе.

6.2. Набор ультратонких резонансных поглотителей

В данной работе были разработаны поглотители с топологией вытянутых прямоугольников (англ. “cut wire”). Такая топология элементарной ячейки ЧИП (рис 28) предполагает высокодобротный резонанс для падающей волны с поляризации вдоль большей стороны прямоугольника и менее добротный и более высокочастотный резонанс для перпендикулярно поляризованной волны. В пакете Ansoft HFSS™ было промоделировано 14 поглотителей на диапазон частот $90 \div 330$ ГГц (90, 100, 110, 122, 134, 148, 163, 180, 200, 220, 242, 268, 300, 330 ГГц). Поглотители должны были иметь максимальную величину пропускания на резонансной частоте не ниже 96% и ширину полосы поглощения не более 7%, что и было успешно достигнуто в процессе оптимизация геометрических параметров рисунка элементарной ячейки ЧИП (размеры

прямоугольников и периоды упаковки). Производились поглотители методом контактной фотолитографии. Полипропиленовая диэлектрическая подложка была выбрана толщиной 15 мкм для всех поглотителей, которая является оптимальной (следуя формулам таблицы 3 предыдущего пункта) для поглотителя на 200 ГГц. Алюминиевые рисунок ЧИП и обратная металлизация толщину ≈ 0.4 мкм. Все образцы натягивались в кольцевые оправы с апертурой 52 мм и тестировались на ЛОВ-спектрометре с использованием схемы на отражение.

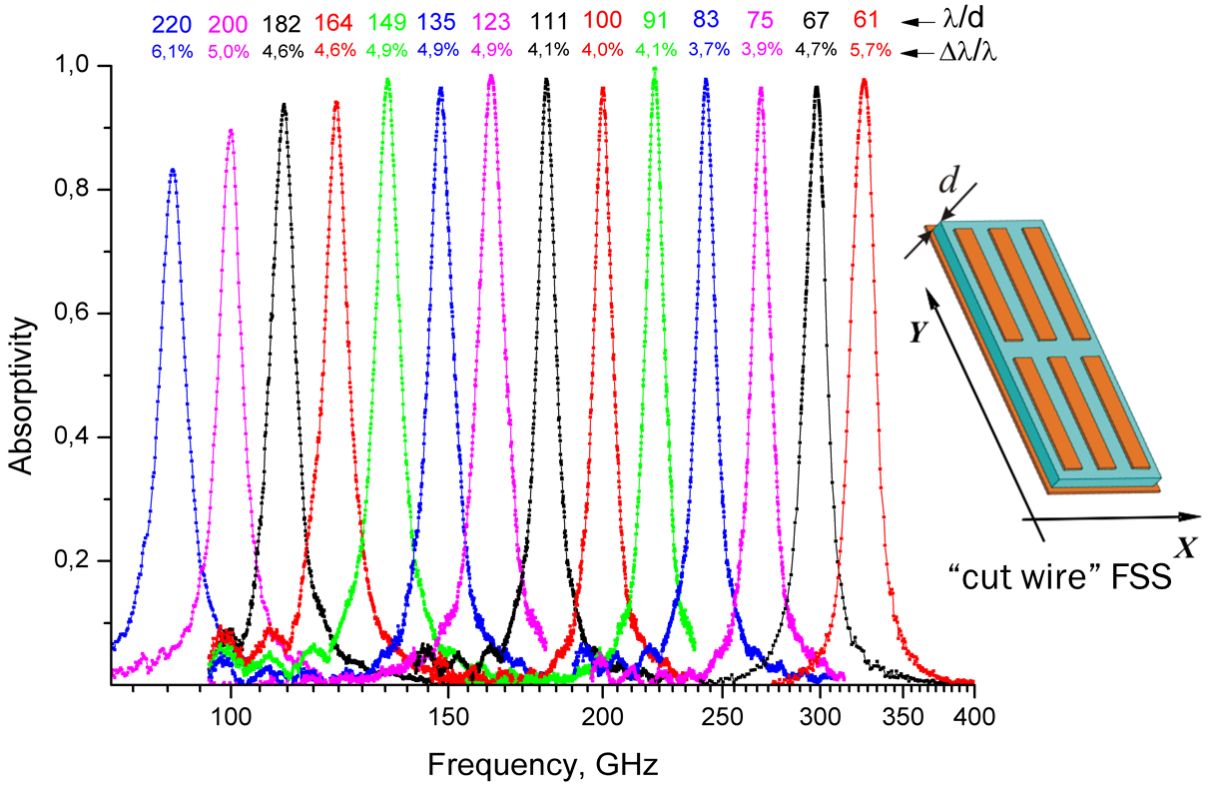


Рис. 28: Экспериментально измеренные спектры поглощения 14-ти произведённых ультратонких резонансных поглотителей (справа – схема топологического рисунка вытянутых прямоугольников).

Полученные экспериментально спектры поглощения 14-ти ультратонких резонансных поглотителей представлены на рис. 28. Большинство поглотителей имеют величину поглощения $\sim 90 \div 98\%$, а ширину полосы не более 5%. Разброс характеристик поглотителей обусловлен главным образом разбросом толщины образцов использованной полипропиленовой пленки. Важно заметить, что при достаточно широком варьировании параметра λ/d в пределах $60 \div 220$ удалось добиться хорошей производительности поглотителей благодаря оптимизации рисунка элементарной ячейки. Деградация максимума пропускания низкочастотных ультратонких поглотителей относительно более высокочастотных (предсказываемая

расчётами) указывает на предельно достижимое значение параметра $\lambda/d \approx 180$ для данной топологии ЧИП и толщины подложки.

Необходимо отметить, что одними из перспективных подходов для визуализации ТГц излучения в реальном времени являются неохлаждаемые болометрические детекторы на основе ТГц-ИК конвертера, который был недавно разработан в сотрудничестве исследовательских групп АТИЦ ВТиНМ НГУ и КТИПМ СО РАН [34, 35]. ТГц-ИК конвертер состоит из ультратонкого резонансного терагерцового поглотителя и нанесённого сверху обратной металлизации ИК эмиссионного слоя. ТГц поглотитель нагревается при поглощении излучения, передаёт тепло эмиссионному слою, излучение которого в ИК диапазоне можно регистрировать, например, ИК камерой, что и было сделано в описываемом визуализаторе. Первые прототипы ТГц-визуализаторов на базе ТГц-ИК конвертора реализованы полностью, однако их экспериментальное тестирование выявило сравнительно большие времена отклика ($\sim 0.5 \div 1$ сек) связанные со временем срабатывания используемого ИК эмиссионного слоя, ограничивающие их применение для визуализации объектов в реальном времени.

6.3. Компактный спектрально-селективный детектор на базе ИК пиродатчика

В рамках исследования миллиметрового и субмиллиметрового излучения плазмы установки ГОЛ-3 оказывается перспективным создание компактных и дешёвых спектрально-чувствительных детекторов для размещения большого их количества вдоль всей установки. Используемая в квазиоптической радиометрической диагностике конструкция из квазиоптического фильтра, фторопластовой линзы и детектора Шоттки для этих задач не подходит ввиду своей громоздкости и дороговизны. В связи с этим в данной работе был предложен альтернативный болометрический приёмник и поставлена задача его построения и исследования его характеристик на предмет возможности его использования на ГОЛ-3.

Компактный спектрально-селективный детектор может быть реализован совмещением ультратонкого резонансного поглотителя с эмиссионным слоем (описанным выше) и коммерческого пиродатчика. В последнем используется принцип генерации электрического тока при воздействии тепла на пленку пироэлектрика (пироэлектрический ток пропорционален производной температуры пироплёнки по времени). На рис. 29 слева представлена схема предполагаемой конструкции.

В качестве пиродатчика в данной работе был использован ИК пиродатчик МГ-30 производства новосибирского завода ФГУП «НПП «Восток». Конструктивно датчик представляет собой небольшое устройство с выводами на задней стороне и круглым окном для приёма излучения с передней (рис 29 справа). Внутри в буферном газе размещается чувствительный пироэлемент перед круглым германиевым окном (пропускающим ИК излучение), а также встроенная схема усиления. Пиродатчики МГ-30 имеют следующие паспортные характеристики: ИК чувствительность > 1000 В/Вт, порог в единичной полосе частот (NEP) $< 3 \cdot 10^{-9}$ Вт/Гц$^{1/2}$, область спектральной чувствительности $6 \div 14$ мкм (максимум на длине волны ≈ 10 мкм), угол поля зрения $> 90°$, размеры пиродатчика $19.5 \times 14.5 \times 5$ мм, диаметр приёмного окна 6 мм, размер приёмной площадки пироплёнки 1×1 мм. Пиродатчик крепится своими выводами в специально сделанные пазы-контакты на небольшой плате, на которой реализована электросхема главного усиления (800 крат) при частоте модуляции входного сигнала в 23 Гц. Разработка схемы и её производство выполнялось на новосибирском заводе ОАО «НЗПП с ОКБ».

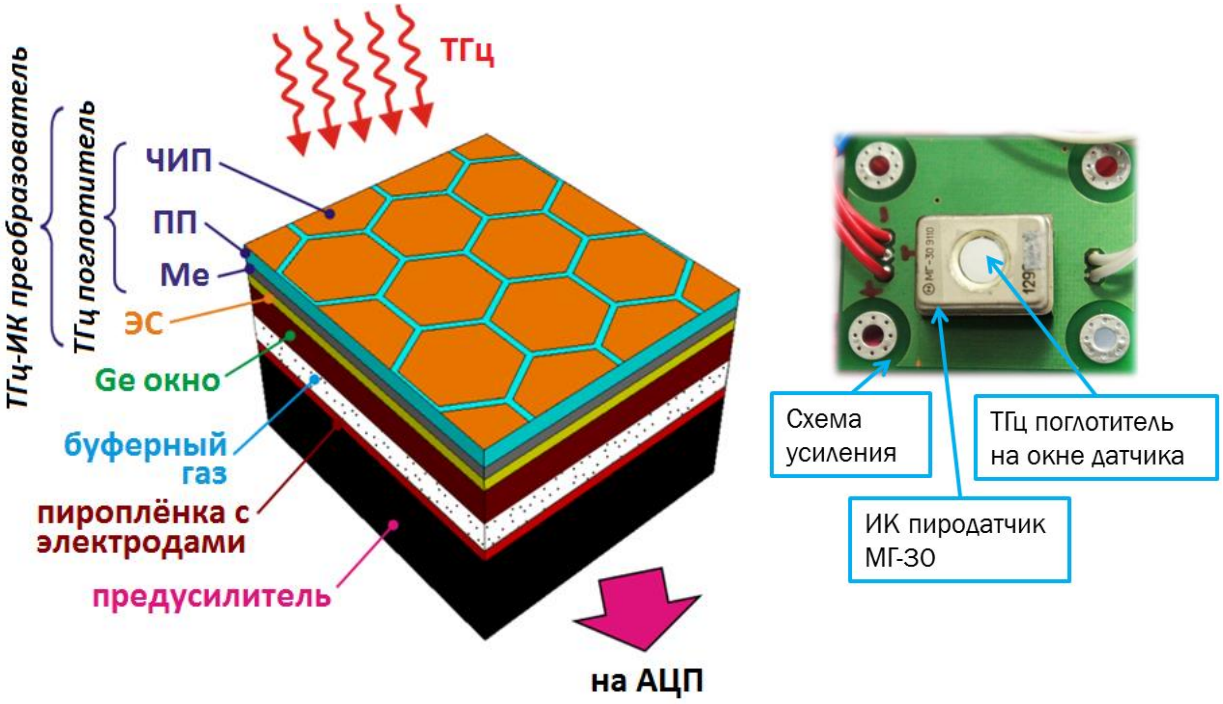


Рис. 29: Слева: схема болометрического детектора на базе ТГц поглотителя и ИК пиродатчика (ПП – полипропиленовый диэлектрический слой, Me – обратная металлизация, ЭС – ИК эмиссионный слой); справа – фотография болометрического детектора на базе ТГц поглотителя и ИК пиродатчика.

Для создания пробного болометрического детектора было решено использовать ультратонкий поглотитель на 330 ГГц на 15 мкм полипропиленовой плёнке, так как в

этом случае на небольшом размере окна пиродатчика разместиться наибольшее число элементарных ячеек ЧИП. Поглотитель с эмиссионным слоем приклеивался на поверхность германиевого окна с помощью эпоксидной смолы. Для измерения чувствительности пиродатчика использовались средства ЛОВ-спектрометра. Для фокусировки излучения на окно пиродатчика использовалась стандартная полиэтиленовая линза с фокусным расстоянием 60 мм.

На момент написания данной работы был проведён только эксперимент с первым образцом. Полученное значение чувствительности составило 40 В/Вт на рабочей частоте 330 ГГц при модуляции сигнала с частотой 23 Гц. Также наблюдалась спектральная селективность болометрического приёмника.

Таким образом, можно сделать вывод, что данная схема создания спектрально-селективных болометрических приёмников миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов является перспективной и должна исследоваться в будущем с целью максимального улучшения характеристик.

6.4. Компактные калориметры мощных пучков излучения

С 2012 года на установке ГДЛ в ИЯФ СО РАН ведутся работы по внедрению системы ЭЦР нагрева плазмы. Для этого применяются два мощных гиротрона, мощный импульс излучения которых попадает в вакуумную камеру ГДЛ по сверхразмерной волноводной линии. В связи с этим возникли очень важные задачи определения энергозапаса импульса, а также профиля пучка и состояния поляризации. Ниже описывается пример решения этих задач с помощью компактного калориметра на основе ультратонкого резонансного поглотителя.

Конструкция предлагаемого калориметра представлена на рис 30. Калориметр должен представлять собой ультратонкий резонансный поглотитель. Его диэлектрический слой должен быть стойким к нагреву мощным импульсом гиротрона. Именно этот нагрев и будет измеряться прикрепляемыми с обратной стороны термодатчиками, сигналы которых будут через схему усиления регистрироваться на компьютере. При разделении поверхности поглотителя на термоизолированные пиксели, можно измерять профиль интенсивности падающего пучка, регистрируя степень нагрева каждого из пикселей.

Для рисунка ЧИП поглотителя были выбраны простые металлизированные квадраты или квадратные «патчи» (от англ. patch – заплатка). В качестве термостойкого диэлектрика было выбрано наноструктурное плазмохимическое покрытие на основе оксида алюминия (называемое далее просто «корунд»), производимое в Технопарке

новосибирского Академгородка в ООО «Наноструктурированные покрытия». Покрытие наносится плазмохимическим осаждением на поверхность металла в специальной ванне. В связи с этим для калориметра было решено использовать пластину из Д16Т толщиной 1 мм для уменьшения теплоёмкости поглотителя. Описываемое корундовое покрытие является неоднородным по толщине, лишь в слой $\sim 100 \div 200$ мкм вблизи металла можно считать чистым корундом. Поэтому при подготовке диэлектрического покрытия перед нанесением на него фотолитографией рисунка ЧИП применялась шлифовка и полировка до необходимой толщины, которая измерялась по всей поверхности образца вихретоковым толщиномером. Кроме того образцы оказывались неоднородными по толщине после шлифовки: при достижении желаемой толщины в центре образца на диаметре ~ 60 мм толщина возрастала на ≈ 20 мкм и росла ещё больше к периферии. Сотрудниками ООО «Наноструктурированные покрытия» были проведены дополнительные технологические эксперименты по достижению равномерности толщины покрытия, что привело к умеренной величине вариации толщины у последних образцов в ± 10 мкм.

Важным этапом было определение диэлектрических свойств покрытия. Для этого применялась следующая методика. Слой корунда на алюминиевой подложке зашлифовывался до определённой толщины, где покрытие можно было считать однородным. По предварительным значениям диэлектрической проницаемости ε' и тангенса диэлектрических потерь $\tan\delta$, взятыми в качестве нулевой итерации, в Ansoft HFSS™ были рассчитаны геометрические параметры топологического рисунка ЧИП для поглощения на частоту гиротрона 54.645 ГГц при конкретной толщине диэлектрического слоя данного образца. Затем топологический рисунок наносился на образец, и получающийся поглотитель тестировался на ЛОВ-спектрометре в схеме на отражение. Ввиду отличия заложенных в расчёт параметров покрытия от реальных спектр поглощения структуры смещался и уширялся, а максимум поглощения проседал. Далее в Ansoft HFSS™ запускался оптимизационный расчёт значений ε' и $\tan\delta$, в которой расчётный спектр поглощения должен был проходить через три точки измеренного спектра – максимума и левая и правая точки на уровне половины максимума. По достижении хорошего совпадения в указанных точках запускалась оптимизация геометрических параметров ЧИП, учитывающая новые найденные значения ε' и $\tan\delta$. Таким образом, замыкается итерационный цикл. Выполняя такой процесс для нескольких образцов, были определены диэлектрические свойства корундовых покрытий: $\varepsilon' \approx 9.50$ и $\tan\delta \approx 0.035$.

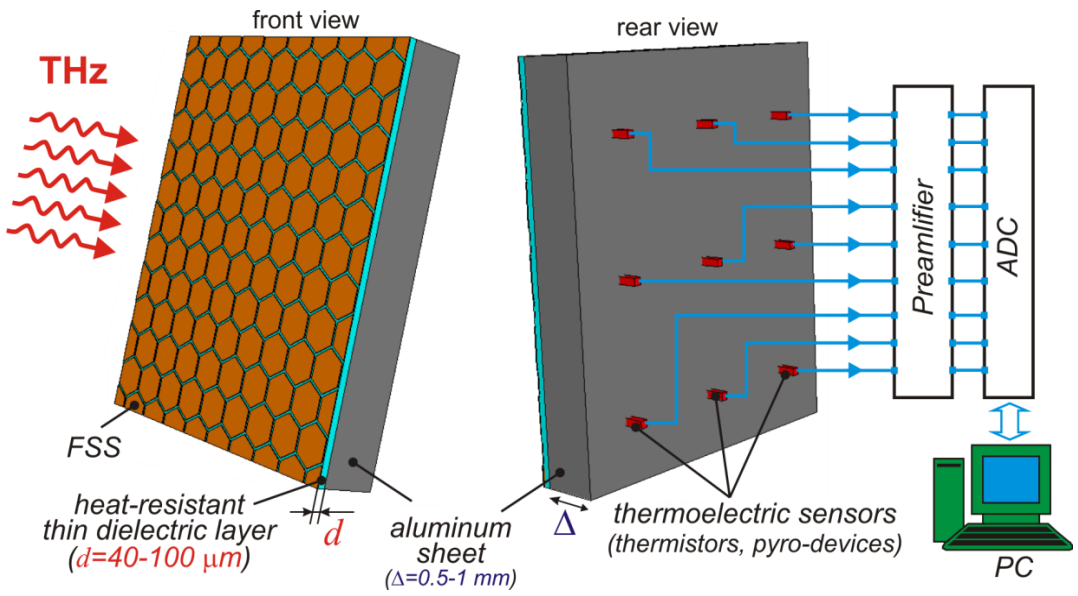


Рис. 30: Схема калориметра для измерения энергозапаса мощных пучков гиротронов.

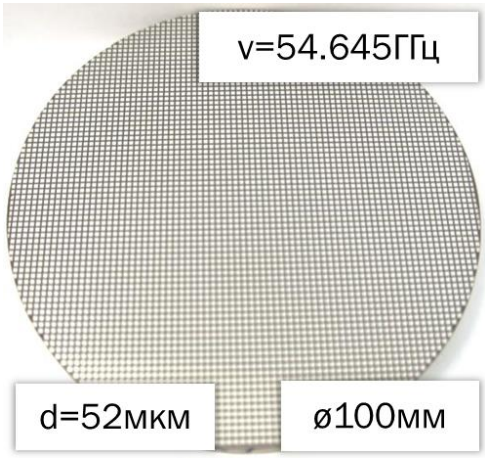


Рис. 31: Фотография одного из тестовых поглотителей на основе корунда для калориметра.

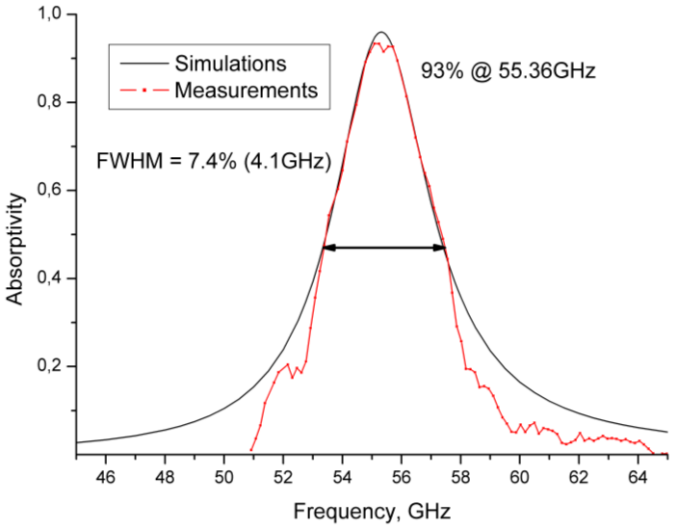


Рис. 32: Расчётный и измеренный спектр поглощения ультратонкого поглотителя на основе корунда для калориметра.

На основе этих финальных значений было подготовлено несколько образцов для тестирования на гиротронах. Диаметр апертуры образцов (рис. 31) был 100 мм, толщина корундового покрытия 52 мкм. Измеренный спектр поглощения, наложенный на расчётный, для одного из созданных образцов ультратонких резонансных поглотителей на основе корундового термостойкого покрытия показан на рис. 32. Максимум поглощения в 91% расположен на частоте 55.36 ГГц, ширина полосы составила 7.4%. Несмотря на небольшое смещение резонанса поглощения форма экспериментальной кривой очень хорошо сходится с расчётной. Необходимо заметить, что экспериментальная характеризация на ЛОВ-спектрометре на низких частотах осложнена тем, что пучки излучения становятся соразмерными с апертурами

квазиоптических элементов и не всегда удаётся полностью избавить настройкой тракта от паразитной дифракции.

Далее образцы были протестированы под мощным пуком гиротрона. К сожалению, уже при мощности импульса в 25 кВт произошёл пробой на поверхности поглотителя, что привело к механическому разрушению структуры. Сравнительные фотографии рисунка ЧИП поглотителя до и после пробоя представлены на рис. 33. Появление пробоя связано с резонансным характером поглощения: на резонансной частоте на краях микрорисунка ЧИП локально величина электрического поля может возрастать в тысячи раз, что особенно опасно при работе с мощностями гиротрона.

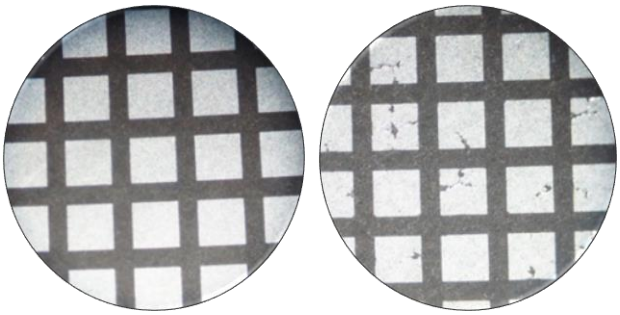


Рис. 33: Фотографии фрагментов поверхности поглотителя (слева) до и (справа) после тестирования импульсом гиротрона в 25 кВт.

Эту проблему можно разрешить двумя способами. Во-первых, использование для микрорисунка ЧИП шестиугольных патчей вместо квадратных позволит увеличить зазор между элементами, что может повысить порог пробоя. Во-вторых, предлагается перейти на нерезонансное поглощение и использование тонкого стеклотекстолита в качестве диэлектрика. Оба решения находятся в активной разработке, и на момент написания данной работы результатов пока нет.

7. Заключение

В заключение изложим основные результаты, полученные в ходе выполнения задач, сформулированных во введении.

В рамках работ по квазиоптическим частотно-селективным полосовым фильтрам было сделано следующее. Написана программа для быстрого создания чертежей фотошаблонов, что облегчило и ускорило процесс производства металлизированных микроструктур. Набор фильтров для радиометрической диагностической системы установки ГОЛ-3 была дополнена десятью новыми разработанными и протестированными фильтрами на частоты $75 \div 800$ ГГц, имеющими максимумы пропускания $\sim 90 \div 95\%$, ширину полосы $\sim 12 \div 18\%$ и внеполосовое пропускание $\sim 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-3}$. Впервые в России был разработан, изготовлен и успешно протестирован полосовой фильтр на частоту 350 ГГц для работы в условиях

сверхнизких температур, имеющий максимум пропускания 91%, ширину полосы 12%, внеполосовое пропускание < -37 дБ и уровень кросс-поляризации < -35 дБ.

Касательно работ по частотно-селективным фокусирующим элементам были разработаны плоская тонкая LIGA линза на частоту 650 ГГц и плоско-вогнутая дырчатая линза на частоту 188 ГГц. К сожалению, на момент написания данной работы LIGA линзы не были произведены, поэтому экспериментальных результатов по ним нет. Но было изготовлено две плоско-вогнутых дырчатых линз с фокусными расстояниями 70 мм и 210 мм. Более качественные характеристики достигнуты у короткофокусной линзы с величиной усиления в 16.7 раз и спектральной шириной полосы в 13%. Исходя из этого, можно сделать вывод о перспективности применения такого рода линз в радиометрической диагностической системе.

Наконец, полученные результаты по разработке ультратонких резонансных поглотителей и их применению для болометрических детекторов состоят в следующем. Успешно разработан и протестирован набор поглотителей на частоты $90 \div 330$ ГГц на полипропиленовой подложке одинаковой толщины для болометрических применений. Почти все поглотители имеют максимумы поглощения $\sim 90 \div 98\%$, а ширину полосы не более 5%. Начаты работы по совмещению ИК пиродатчиков и ультратонких резонансных поглотителей для создания компактных спектрально-селективных болометрических детекторов. Предварительное тестирование выявило чувствительность на уровне 40 В/Вт на рабочей частоте 330 ГГц при частоте модуляции 23 Гц, что указывает на перспективность используемого подхода. Разработка компактного калориметра для измерения энергозапаса мощных пучков гиротронов на частоту 55 ГГц показала, что, несмотря на применение термостойкого покрытия, уже при падающей мощности в 25 кВт возникает пробой из-за значительного локального роста поля на краях рисунка резонансной ЧИП, что приводит к механическому разрушению микроструктуры. Предложены варианты решения этой проблемы, которые будут реализовываться в дальнейшем.

8. Список литературы

1. A.V. Burdakov et al., “Plasma heating and confinement in GOL-3 multimirror trap”, Fusion Sci. and Tech., vol. 51, no. 2T, pp. 106-111, 2007.
2. A.V. Burdakov et al., “Status and prospects of GOL-3 multiple-mirror trap”, Fusion Sci. and Tech., vol. 55, no. 2T, pp. 63-70, 2009.

3. С. А. Кузнецов, А. В. Аржанников, А. В. Гельфанд, А. В. Зоренко, Б. П. Горшунов, “Многоканальная радиометрическая система для регистрации субмиллиметрового излучения при пучково-плазменном взаимодействии” // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2010. Том 5, выпуск 3, стр. 5-19.
4. R. Ulrich “Far-Infrared Properties of Metallic Mesh and Its Complimentary Structure” // Infrared Physics. 1967. Vol. 7. P. 37–55.
5. B. Munk “Frequency Selective Surfaces: Theory and Design” // NY: Wiley. 2000.
6. N. Engheta, R.W. Ziolkowski “Electromagnetic Metamaterials: Physics and Engineering Explorations” // Wiley and IEEE Press. 2006.
7. N. Marcuvitz, “Waveguide Handbook”, Peter Peregrinus Ltd, UK, 1986.
8. http://www.ansoft.com/products/hf/hfss.
9. Генцелев А. Н., Гольденберг Б. Г., Кондратьев В. И. и др. “LIGA-станция на накопителе ВЭПП-3” // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2002. № 9. С. 30–35.
10. Бобровникова О. Н., Генцелев А. Н., и др. “Формирование и исследование толстых резистивных слоев ПММА для LIGA-технологии” // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2005. № 9. С. 38–43.
11. Millimeter-Submillimeter-Wave Quasioptical Spectrometer, User’s Manual, 2004.
12. G. Gruner, “Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids”.
13. P.A.R. Ade et al. “A Review of Metal Mesh Filters” // Proc. SPIE. 2006. Vol. 6275. P. 62750U-1–62750U-15.
14. S. A. Kuznetsov, A. V. Arzhannikov, A. V. Gelfand, V. V. Kubarev, M. Navarro-Cía, M. Beruete, F. Falcone, M. Sorolla, and M. Thumm, “Microstructured Quasi-Optical Selective Components for Subterahertz and Terahertz Applications” // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2010. Том 5, выпуск 4, С. 79-90.
15. Kuznetsov S. A., A. V. Arzhannikov, Kubarev V. V. et al. “Development and Characterization of Quasi-Optical Mesh Filters and Metastructures for Subterahertz and Terahertz Applications” // Key Engineering Materials. 2010. Vol. 437. P. 276–280,
16. R. J. Luebbers, B. A. Munk. “Some Effects of Dielectric Loading on Periodic Slot Arrays” // IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1978, Vol. AP-26, No. 4.
17. Астафьев М.А., квалификационная работа на соискание степени бакалавра «Разработка элементов квазиоптической диагностики субмиллиметрового излучения плазмы», кафедра физики плазмы, НГУ, 2011.
18. «Методы компьютерной оптики»/Под ред. В.А. Сойфера: Учеб. для вузов. – 2-е изд., испр. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 688 с.

19. Журнал «Компьютерная оптика». – М.: МЦНТИ, 1989-2007.
20. V. Soifer, V. Kotlyar, L. Doskolovich, “Iterative methods for diffractive optical elements computation”, Taylor & Francis, London, 1997
21. R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, “A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures,” Optik 35, 237,pp. 237-242, 1972.
22. L.Yun-Shik, “Principles of Terahertz Science and Technology”, Springer 2009.
23. D. Mittleman, “Sensing with Terahertz Radiation”, Springer-Verlag, Berlin 2003.
24. S. L. Dexheimer, “Terahertz Spectroscopy”, CRC Press, 2008.
25. F. Sizov, “THz radiation sensors”, Opto-electronic review, Opto-Electron. Rev., 2010, vol 18, no 1, pp 10-36.
26. K.J. Vinoy, R.M. Jha, “Radar absorbing materials: from theory to design and characterization”, Kluwer Academic Publishers 1996.
27. C. A. Balanis, “Modern Antenna Handbook”, Wiley-Interscience (2008).
28. F. Capolino, “Theory and Phenomena of Metamaterials”, CRC Press (2009).
29. S. A. Kuznetsov, A. G. Paulish, A. V. Gelfand, M. A. Astafiev, A. V. Arzhannikov, V. N. Fedorinin, M. K. A. Thumm, “Extremely thin metamaterial absorbers for subterahertz waves: from fundamentals towards applications in uncooled bolometric sensors”, *Proc. SPIE* 8423, Metamaterials VII, 84230S (May 1, 2012)
30. S.A. Tretyakov, S.I. Maslovski, “Thin absorbing structure for all incident angles based on the use of a high-impedance surface”, Microw. Opt. Tech. Lett., vol. 38, no. 3, (2003).
31. J. McVay, A. Hoorfar, N. Engheta, “Thin Absorbers Using Space-Filling-Curve Artificial Magnetic Conductors”, Microw. Opt. Tech. Lett., vol. 51, no. 3, 785-790 (2009).
32. H. Tao, C.M. Bingham, A.C. Strikwerda, D. Pilon, D. Shrekenhamer, N.I. Landy, K. Fan, X. Zhang, W.J. Padilla, R.D. Averitt, “Highly flexible wide angle of incidence terahertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization”, Phys. Rev. B, vol. 78, no. 24, 241103 (2008).
33. W. Padilla, X. Liu, “Perfect electromagnetic absorbers from microwave to optical, Optical Design & Engineering”, SPIE Newsroom, 10.1117/2.1201009.003137, 1-3 (2010).
34. S.A. Kuznetsov, A.G. Paulish, A.V. Gelfand, P.A. Lazorskiy, V.N. Fedorinin, “Bolometric THz-to-IR converter for terahertz imaging”, APL, V. 99, Iss. 2, 023501 (2011).
35. S.A. Kuznetsov, A.G. Paulish, A.V. Gelfand, P.A. Lazorskiy, V.N. Fedorinin, “Matrix structure of metamaterial absorbers for mutispectral terahertz imaging”, PIER, vol. 122, 93–103 (2012).