

**Учреждение образования
ГОМЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ ФРАНЦИСКА СКОРИНЫ**

На правах рукописи
УДК 535.513: 537.862

ХАХОМОВ
Сергей Анатольевич

**ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В МЕТАМАТЕРИАЛАХ И
СПИРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ**

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук
по специальности 01.04.05 – оптика

Научный консультант
доктор физико-математических наук,
профессор Семченко И. В.

Гомель, 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	7
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.....	16
ГЛАВА 1 АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	28
1.1 Киральность.....	28
1.2 Метаматериалы на основе спиральных элементов и их практическое применение.....	33
1.2.1 Использование спиральных элементов при конструировании сред с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости.....	33
1.2.2 Использование спиральных элементов для маскировки объектов в результате волнового обтекания.....	37
1.2.3 Метаматериалы на основе элементов спиральной формы и их практические приложения	42
1.2.3.1 Метаматериалы спиральной формы.....	44
1.2.3.2 Молекулы спиральной формы.....	44
1.3 Методы изготовления метаматериалов	47
1.3.1 Нанотехнологии на основе ДНК.....	47
1.3.2 Методы создания искусственных киральных материалов и метаматериалов.....	50
1.4 Методы изготовления фотонных кристаллов и модификации их свойств	59
1.5 Оптические 2D- и 3D- метаматериалы.....	62
1.6 Обоснование выбора объекта исследования.....	65
ГЛАВА 2 ЭТАПЫ, МЕТОДЫ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ.....	68
2.1 Этапы и методы исследований	68
2.2 Методика изготовления экспериментальных образцов двумерных периодических решеток на основе спиральных элементов для сверхвысокочастотного диапазона волн.....	69
2.3 Методика изготовления экспериментальных образцов с использованием магнетронного распыления	71
2.4 Методика изготовления экспериментальных образцов на основе спиральных элементов для исследований в терагерцовом диапазоне волн.....	73
2.4.1 Методика изготовления вмещающих сред как основы комплексных материалов, содержащих металлические включения спиральной формы	79

2.5 Используемое оборудование.....	85
2.5.1 Безэховая камера.....	85
2.5.2 Радиопоглощающие материалы.....	87
2.5.3 Экспериментальное оборудование.....	89
2.5.3.1 Приемник измерительный П5-5Б.....	90
2.5.3.2 Генератор сигналов высокочастотный Г4-80.....	91
2.5.3.3 Рупорная антенна П6-23А	91
2.5.3.4 Измерение поляризационной характеристики электромагнитной волны рассеянной на двумерной решётке.....	91
2.5.3.5 Экспериментальные комплексы	94
2.6 Общая методика теоретических исследований	107
2.7 Методика статистической обработки результатов исследований.....	108
ГЛАВА 3 ИСКУССТВЕННЫЕ СПИРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ ИЗ ЭЛЕМЕНТОВ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ДЛЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА.....	110
3.1 Преобразование поляризации электромагнитных волн посредством спиральных излучателей	110
3.1.1 Расчет электрического дипольного и магнитного моментов, возникающих в спирали под действием падающей волны.....	111
3.1.2. Вычисление параметров спирали, необходимых для пассивного излучения циркулярно поляризованной волны при условии резонанса. Учет числа витков спирали.....	114
3.1.3 Экспериментальное исследование электромагнитного излучения, отраженного двумерной гиротропной структурой.....	119
3.2. Оптимальная форма спирали: одинаково высокая значимость диэлектрических, магнитных и киральных свойств.....	121
3.3 Моделирование безотражательного огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов.....	130
3.3.1 Изготовление образцов искусственных безотражательных структур со спиральными элементами оптимальной формы для реализации возможности огибания цилиндрических объектов сверхвысокочастотными волнами.....	132
3.3.2 Моделирование искусственных структур с гладкими спиральными элементами оптимальной формы для реализации возможности огибания цилиндрических объектов сверхвысокочастотными волнами.....	133
3.4 Нормальное падение волн на спиральную структуру.....	138
3.4.1. Постановка задачи.....	138

3.4.2 Численный анализ.....	147
3.5 Электродинамика искусственных композитных спиральных и омега-структур в микроволновом диапазоне.....	151
3.5.1 Влияния локального омега-параметра на брэгговское отражение электромагнитных волн при их взаимодействии со спиральными структурами, содержащими омега-включения.....	154
3.5.2 Изучение вращения плоскости поляризации электромагнитных волн при их взаимодействии со спиральными структурами, содержащими омега-включения.....	156
ГЛАВА 4 ИСКУССТВЕННЫЕ СПИРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ И ИХ СВОЙСТВА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ.....	160
4.1 Исследование свойств искусственных анизотропных структур с большой киральностью.....	160
4.1.1 Оптимальная форма спирали: равенство диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостей.....	162
4.1.2 Аналитическое и численное моделирование частотной зависимости для диэлектрической и магнитной восприимчивости и параметра киральности.....	164
4.1.2.1 Расчет параметров спиральных элементов.....	168
4.1.2.2 Расчет параметров спиральных элементов, основанный на модели молекулярной оптической активности.....	168
4.1.2.3 Расчет параметров спирали с учетом входного сопротивления.....	170
4.1.3 Спиральная модель молекул вещества применительно к искусственной структуре с большой киральностью.....	173
4.1.4 Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования.....	177
4.2 Исследование свойств слабоотражающих метаматериалов с компенсированной киральностью.....	180
4.2.1 Оптимизация расположения спиралей в массиве.....	180
4.2.2 Оценка влияния каркасного полупроводникового цилиндра и электроёмкости зазора между концами правой и левой спиралей.....	181

4.2.3	Определение параметров решетки на основе анализа отраженной и прошедшей волн.....	184
4.2.4	Сравнение результатов эксперимента с результатами и численного моделирования.....	186
4.3	Исследование свойств высокопоглощающего метаматериала с компенсированной киральностью на подложке.....	189
4.3.1	Решение граничной задачи и расчет коэффициентов пропускания и отражения электромагнитной волны от структуры метаматериал-подложка, содержащей поглощающий слабо отражающий двумерный массив искусственных бианизотропных элементов.....	189
4.3.2	Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования.....	197
ГЛАВА 5 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ПРИРОДНЫХ СПИРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ.....		203
5.1.	Поляризационная селективность электромагнитного излучения дезоксирибонуклеиновой кислоты.....	203
5.1.1	Молекула дезоксирибонуклеиновой кислоты как периодическая структура.....	205
5.1.2	Активированный участок молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты.....	209
5.2	Определение оптимальной формы молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты в рамках энергетического подхода	213
5.3	Спиральная модель молекул кирального вещества применительно к дезоксирибонуклеиновой кислоте.....	216
5.4	Экспериментальная проверка результатов теоретического исследования.....	219
5.4.1	Экспериментальное исследование двойных и одинарных ДНК подобных спиралей в сверхвысокочастотном диапазоне.....	219
5.4.2	Экспериментальное исследование дезоксирибонуклеиновой кислоты в оптическом диапазоне	228
ГЛАВА 6 РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ.....		232

6.1 Формирование вращающейся акустической анизотропии в кристаллах различных классов симметрии.....	235
6.2 Волновые числа и эллиптичности собственных мод акустического поля в кристалле с вращающейся структурой с учетом вязкости среды...	239
6.3 Поворот плоскости поляризации ультразвука в кристалле во вращающемся электрическом поле	246
6.4 Подавление поглощения ультразвука вращающимся электрическим полем. Переход к вращающейся системе координат.....	247
6.5 Граничные задачи в акустике кристаллов с вращающейся анизотропией упругих свойств.....	250
6.5.1. Усиление и фазовое сопряжение ультразвука без учета отражения от границ кристалла.....	250
6.5.2 Вращение главной оси эллипса поляризации ультразвука в резонансной области.....	254
6.5.3 Влияние границ кристалла на взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем.....	256
6.6 Формирование вращающейся акустической анизотропии в пьезополупроводниках	263
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	270
Основные научные результаты диссертации.....	270
Рекомендации по практическому использованию результатов диссертации.....	273
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	275
Список использованных источников.....	275
Список публикаций соискателя.....	297
ПРИЛОЖЕНИЯ.....	315

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в развитии электродинамики неразрывно связан с развитием науки и потребностями практики. Современная электродинамика активно развивается в направлении исследования природных и разработки новых типов искусственных спирально-структурированных сред с оптимальными параметрами, так называемых метаматериалов, обладающих особыми свойствами, которые невозможно получить, используя природные вещества. В качестве характерных свойств метаматериалов принято рассматривать: отрицательные значения диэлектрической и магнитной проницаемости, отрицательный показатель преломления, сильные киральные свойства и др. Метаматериалы – это системы, состоящие из микрорезонаторов, обладающие электромагнитными свойствами, управлять которыми можно, варьируя параметры системы.

Исследования метаматериалов представляют как фундаментальный интерес, так и открывают широкие прикладные возможности по созданию приборов для управления ближним электромагнитным полем, включая новые типы электромагнитных сенсоров, компактные антенны, линзы с субволновым разрешением, объекты, скрытые в определенном диапазоне частот и др.

Объектом исследования диссертационной работы являются природные и искусственные системы с оптимальными параметрами, состоящие из киральных объектов в виде цилиндрических спиральных элементов.

Введение термина «киральность» (англ. chiral, от греческого слова χείρ (кира или хира), что значит «рука») в науку и его определение принадлежат английскому физика Уильяму Томсону (1824-1907), более известному как лорд Кельвин. Согласно его определению, киральность - это свойство объекта не совмещаться со своим зеркальным отображением в плоском зеркале ни при каких перемещениях и вращениях. Из этого определения следует, что киральность: а) геометрическое свойство объекта; б) что этим свойством могут обладать только пространственные, т. е. трехмерные объекты. Двумерные (плоские) или одномерные (линейные) объекты в трехмерном пространстве этим свойством не обладают.

Киральные объекты могут существовать в двух видах: объект и его двойник, который имеет форму зеркального отображения, например, правая и левая руки, винты с правой и левой нарезками, спирали с правой и левой намотками. Уильям Томсон исследовал киральные свойства кристаллов, а также молекул различных веществ и их двойников.

Концепция киральности имеет большое значение в биологии, химии,

физике элементарных частиц и в оптике.

Луи Пастер в 19 веке первым заметил, что в неживой природе молекулы или зеркально симметричны (H_2O , SO_2 , CO_2), или с одинаковой частотой встречаются их левые и правые стереоизомеры.

Молекулы, из которых состоят живые организмы, зеркально асимметричны, т.е. киральны, наиболее часто они подобны спиральям, а во многих случаях ими и являются (например, молекулы ДНК представляют двойную спираль) и эти молекулы в природе встречаются в каком-то одном варианте - только правом, или только левом: так называемые кирально чистые молекулы. Л. Пастер [1], а затем В.И. Вернадский [2] полагали, что спецификой живой природы является киральная чистота молекул. С вопросами зеркальной симметрии – асимметрии на молекулярном уровне связана проблема возникновения жизни на Земле – так как живая материя в свое время возникла из неживой [3], произошло нарушение существовавшей до того зеркальной симметрии, образование кирально чистых молекул.

В 1811 г. Ф. Араго [4] обнаружил, что при прохождении линейно поляризованного света через пластинку, вырезанную из кристалла кварца, в направлении его оптической оси плоскость поляризации света поворачивается на некоторый угол, величина которого пропорциональна толщине пластинки. Позже Ж. Био [5] обнаружил аналогичный эффект в газах и жидкостях. Явление получило название оптической активности, или – оптической вращательной способности среды [6]. В русскоязычной литературе используется также термин «гиротропия» (от греческого слова *γυρος*, что значит «круг»), однако в англоязычной научной литературе этот термин не получил широкого распространения. Гиротропию можно рассматривать как один из видов анизотропии среды.

Свойством оптической активности могут обладать кристаллы, жидкости (в особенности растворы), пары вещества. При растворении, расплавлении, переводе в парообразное состояние одни кристаллические вещества теряют свойство оптической активности, а у других оно сохраняется. Оптическая активность веществ первого типа обусловлена характером расположения молекул в решетке кристалла. Причина оптической активности кристаллов второго типа, кроме этого, связана с внутренней структурой самих молекул.

Таким образом, свойство оптической активности может проявляться как на микроскопическом (молекула) уровне, так и на макроскопическом (кристалл) уровне.

Вещества обоих типов встречаются в природе в двух разновидностях, тождественных по химическому составу и физико-химическим свойствам, но

различающихся направлением вращения плоскости поляризации (правовращающее и левовращающее вещество). Молекулы, различающиеся только направлением вращения плоскости поляризации, называют оптическими изомерами. Кристаллы одного и того же вещества, вращающие плоскость поляризации в противоположных направлениях, энантиоморфны (от греческого *ἐναντιος* – «противоположный» и *μορφή* – «форма») друг другу.

В основном оптической активностью обладают вещества, состоящие из киральных молекул. В 1848 г. Л. Пастер [7] предположил, что оптическая активность объясняется тем, что составляющие активное вещество молекулы являются киральными объектами. В последующем эта гипотеза была теоретически обоснована и экспериментально подтверждена. О. Френель [8] объяснил оптическую активность на основе предположения о том, что в среде имеет место круговое двупреломление света. На входе в среду две циркулярно поляризованные волны, составляющие в сумме линейно поляризованную волну, оказываются разделенными, так как распространяются с разными скоростями. Выходящая из среды суммарная волна имеет линейную поляризацию, но с измененным азимутом.

В физическом отношении явление оптической активности представляет особый интерес в первую очередь потому, что именно в нем проявляются некоторые специфические глубокие и тонкие закономерности электродинамики материальных сред. Таким образом, свойство оптической активности непосредственно связано со структурой и формой молекул. Но структура молекулы при взаимодействии с электромагнитной волной может проявиться только в том случае, если размерами молекулы нельзя пренебречь при сравнении с длиной волны. Иными словами, расположенные в разных местах заряженные частицы, входящие в состав молекулы, должны по-разному реагировать на излучение с длиной волны λ . Это различие обусловлено неодинаковостью фазы волны в разных точках молекулы и характеризуется отношением a/λ , где a — поперечный размер молекулы. Для видимого света a/λ порядка $\sim 10^{-3}$, но именно с этим параметром, несмотря на небольшую величину, связана сущность рассматриваемого явления [9, 10].

Взаимодействие электромагнитного излучения, соответствующего видимому диапазону, с киральными средами хорошо изучено. Взаимодействие с ними электромагнитных волн дальнего инфракрасного и особенно СВЧ радиодиапазона привлекло внимание исследователей относительно недавно. Это обусловлено появлением новых технологий, в соответствии с которыми получают искусственные материалы, существенная киральность которых проявляется в диапазонах микро-, мили- и

субмиллиметровых волн [11] и может быть использована в технике СВЧ [12] и ТГц диапазона [13–15].

В рамках электромагнитной теории оптическая активность рассматривается как проявление пространственной дисперсии в веществе. Взаимосвязь индукций и напряженностей электрического и магнитного полей с параметрами, характеризующими среду, отражена в так называемых материальных уравнениях, которые используются как для естественных, так и для искусственных сред. Для некиральных сред они имеют вид [16]:

$$\vec{D} = \vec{\varepsilon} \vec{E},$$

$$\vec{B} = \vec{\mu} \vec{H},$$

где $\vec{\varepsilon}$ и $\vec{\mu}$ – тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей, описывающие соответственно электрические и магнитные свойства среды. В простейшем случае изотропных сред ε и μ – скалярные величины.

Применительно к гармоническим волнам материальные уравнения для киральных сред могут быть представлены в виде:

$$\vec{D} = \vec{\varepsilon} \vec{E} + i\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{\kappa} \vec{H},$$

$$\vec{B} = \vec{\mu} \vec{H} - i\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{\kappa}^T \vec{E}.$$

Материальные уравнения в такой форме были предложены в [17-19] для биизотропных сред и в [6, 20] – для природных кристаллов. Здесь $\vec{D}, \vec{B}$ и $\vec{E}, \vec{H}$ – соответственно векторы индукции и напряженности электрического и магнитного полей, $\vec{\varepsilon}$, $\vec{\mu}$ и $\vec{\kappa}$ – тензоры диэлектрической, магнитной проницаемости и нормализованного параметра киральности; индексом T обозначена операция транспонирования.

Киральный параметр κ пропорционален отношению a/λ , где a – линейный размер частицы-элемента среды, λ – длина волны. При $a/\lambda \rightarrow 0$ киральные свойства среды исчезают. Размер молекулы или атома обычно порядка 10^{-10} м, а длина волны в оптическом диапазоне порядка 10^{-6} м, поэтому в оптике естественных сред значение параметра a/λ оказывается порядка $10^{-3} - 10^{-4}$. Размеры молекул органических веществ, например, полимеров, значительно больше, поэтому их киральные свойства проявляются сильнее. К сожалению, прозрачность полимеров для оптических волн мала.

Оптическая активность в естественных средах практически не применяется из-за слабой выраженности эффекта, обусловленной малостью параметра киральности κ . Исключением можно считать только жидкие кристаллы. Иная ситуация может сложиться для искусственных электромагнитных сред, параметром киральности κ которых можно управлять, увеличивая отношение a/λ , особенно в области проявления

резонансных свойств частиц среды, например, в условиях резонанса тока вдоль спирального элемента. При этом условие резонанса обеспечивается, если линейные размеры спирального элемента малы по сравнению с длиной волны излучения, а длина проволоки, из которой он изготовлен, – порядка длины волны. В этом случае киральность уже не является малой поправкой, и свойства киральной среды могут кардинально отличаться от свойств среды, не обладающей этим свойством, не только за счет накопления малого эффекта, как в явлении оптической активности [21].

Возникла идея о том, что киральными свойствами обладают не только молекулы – в оптическом диапазоне электромагнитных волн, но и макроскопические тела со сходной структурой – в микроволновом диапазоне.

Искусственные композитные среды, обладающие киральными свойствами в микроволновом диапазоне, активно исследовались в течение последних двадцати лет [22 – 32]. Основным мотивом к исследованиям было стремление проверить предположение о возможности создания неотражающих покрытий на металлических поверхностях на основе искусственных киральных материалов. В [33,34] было показано, что доля излучения, отраженного от кирального полупространства, при нормальном падении плоской волны определяется по такой же формуле, как и при отражении от обычного изотропного полупространства: энергетический коэффициент отражения

$$R = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1},$$

однако волновой импеданс η_2 киральной среды есть функция трех параметров – ε , μ и κ . Подбирая параметр киральности κ , можно удовлетворить условиям $\eta_2 = \eta_1$ и $R=0$.

Результаты исследований о возможности использования искусственных киральных материалов для уменьшения отражения электромагнитных волн опубликованы во многих статьях [25 – 28]. Однако, по мнению авторов работы [30], и с применением некиральных поглощающих слоев также можно достичь существенного снижения интенсивности отраженных электромагнитных волн на определенной частоте. Более того, в ходе анализа результатов расчета электромагнитных волн, рассеянных на металлических спиральных элементах, распределенных в диэлектрической среде, в [30] сделан вывод о том, что при создании не отражающих покрытий киральность не является существенным свойством. Такую среду можно создать искусственно, помещая металлические проволочные включения спиральной или Ω -образной формы в диэлектрический материал [32]. В зависимости от того, является ориентация

указанных элементов в пространстве хаотической или упорядоченной, могут быть созданы соответственно изотропные или анизотропные модельные среды.

Из слоев полимеров, содержащих металлические спиральные или Ω -включения, может быть создана периодическая слоистая среда. Чередую слои, различающиеся диэлектрическими, магнитными, киральными свойствами, можно моделировать новые сложные композиционные материалы, теоретически предсказывать и экспериментально исследовать электромагнитные свойства таких сред. При наличии анизотропии открываются дополнительные возможности для преобразования характеристик электромагнитных волн, и, следовательно, управления ими.

Теорией оптической активности занимались многие ученые, которых можно отнести к классикам науки: Ф. Араго, О. Френель, Ж. Био, Д. Эйри, О. Коши, Д. Мак-Куллаг, Л. Пастер, Ж. Буссинек, Поклингтон, П. Кюри, Д. Гиббс, Д. Гольдгаммер, П. Друде, В. Фойгт, М. Борн, К. Озеен, Дж. Томсон, Д. Кирквуд, Э. Кондон, Ф. Коттон и др. [6]. Значительный вклад в развитие теории оптической активности внесли белорусские ученые Ф. И. Федоров [9], Б. В. Бокуть [9,20], А.Н. Сердюков [9,20].

Исследования искусственных киральных сред интенсивно производятся только с 1987 года. В Республике Беларусь активные электродинамические исследования искусственных и природных спирально-структурированных систем проводятся в учреждении образования «Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины» (ГГУ имени Ф. Скорины) под руководством профессора И.В. Семченко – как продолжение классических традиций, заложенных Ф.И. Фёдоровым, Б.В. Бокутем, А.Н. Сердюковым. Значительный вклад в решение задач в данной области электродинамики внесли В.Н. Белый, Н.С. Казак, А.М. Гончаренко, С.А. Максименко, В.В. Шепелевич, Г.Я. Слепян, П.Д. Кухарчик, В. И. Демидчик, А.В. Новицкий и другие ученые. За рубежом основоположниками теории взаимодействия электромагнитного поля с искусственной киральной средой считают таких учёных как И. Линдел (I. Lindell), А. Сихвола (A. Sihvola), В. Варадан (V.Varadan), А. Лахтакия (A. Lakhtakia), Н.Энгета (N. Engheta) и др. Большой вклад в разработку данной теории внесли также российские физики К.Ф. Симовский, А.Н. Сивов, А.Д. Шатров, Б.З. Каценеленбаум, В.А. Неганов, О.В. Осипов и др.

В настоящее время теоретические и экспериментальные исследования в рассматриваемой области производят ученые в разных научных центрах: в Финляндии, в университете Аалто (бывшем технологическом университете г. Хельсинки, А.Сихвола, С.А.Третьяков); в США, в университете штата

Пенсильвания (Н.Энгета) и в университете Дьюка (Д.Р.Смит); в Беларуси, в УО «ГГУ имени Ф. Скорины» (И.В.Семченко, С.А.Хахомов), в России, в Санкт-Петербурге – в Санкт-Петербургском национальном исследовательском университете информационных технологий, механики и оптики (НИУ ИТМО) (П.А.Белов), Санкт-Петербургском государственном электротехническом университете (ЛЭТИ) (И.Б. Вендик), в Москве – в Научном центре прикладных проблем электродинамики (А.П. Виноградов) и Институте радиотехники и электроники Российской Академии наук (В.В. Шевченко), в Новосибирске – в Институте физики полупроводников СО РАН (В.Я. Принц); научные группы в Англии (Д. Пендри, Империял Колледж), Франции (С. Болиоли, Французский национальный центр научных исследований), Германии (М.Вегенер, университет г. Карлсруэ), Украине (И.Л. Любчанский, Физико-технический институт НАН Украины, Донецк; С.Л. Просвирнин, Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков).

В целом научные сотрудники указанных центров составляют группу исследователей, которые, начиная с 1993 года, регулярно собирается на научные конференции для обсуждения актуальных задач электродинамики и оптики композиционных материалов, в том числе киральных.

Инициативу проведения конференций проявили финские и белорусские ученые, организовавшие в 1993 году первые две конференции – сначала в Хельсинки [35], а затем в УО «ГГУ имени Ф. Скорины», почетным председателем которой был Ф.И.Федоров [36, 49–А]. Последующие конференции состоялись в Перигё (Франция, 1994) [37], в Пенсильванском университете (США, 1995) [38]. В 1996 году конференция была организована в Петербурге с переездом в Москву [39]. Места проведения последующих конференций – Глазго (Великобритания, 1997) [40], Брауншвейг (Германия, 1998) [41], Лиссабон (Португалия, 2000) [42], Марракеш (Марокко, 2002) [43], Генте (Бельгия, 2004) [44], Самарканд (Узбекистан, 2006) [45]. На перечисленных конференциях, состоявшихся под названиями «Bi-isotropics'93», «Chiral'» (1994 – 1996), «Bianisotropics'» (1993 – 2006), были доложены результаты исследования биизотропных, бианизотропных, киральных сред, полученные в разных странах мира. Интерес к исследованию комплексных искусственных сред непрерывно возрастал, количество научных групп и участников конференций также постоянно увеличивалось.

Особое внимание в то время (1993-2006) уделялось метаматериалам – искусственно созданным структурам, электромагнитные характеристики которых отличны от характеристик традиционных материалов. Первая, опубликованная в 1967 году советским физиком В. Веселаго [46] работа о

возможности создания сред, у которых одновременно отрицательны и диэлектрическая ϵ , и магнитная μ проницаемость, не получила должной оценки. Только в 2000 году его идея была подхвачена английским физиком Д. Пендри [47], и уже в 2001 году опубликовано первое сообщение о создании реальных метаматериалов [48]. С этого времени интерес к данному направлению исследований приобрел взрывной характер: к 2011 году статьи по тематике, связанной с метаматериалами, цитировались более 14000 раз [49]. Это вполне закономерный процесс, так как были предсказаны и уже созданы новые метаматериалы с несвойственными природным материалам электромагнитными характеристиками, такими как преодоление дифракционного предела и отрицательный показатель преломления [50].

На данном этапе форма научных совещаний постепенно эволюционировала. Конференции превратились в ежегодные конгрессы по современным электромагнитным материалам в микроволновом и оптическом диапазонах (Metamaterials'2007 – 2016). Первый из них состоялся в Риме (Италия, 2007) [51], последующие – в Памплоне (Испания, 2008) [52], в Лондоне (Великобритания, 2009) [53], в Карлсруэ (Германия, 2010) [54], в Барселоне (Испания, 2011) [55], в Санкт-Петербурге (Россия, 2012) [56], в Бордо (Франция, 2013) [57], в Копенгагене (Дания, 2014) [58], в Оксфорде (Великобритания, 2015) [59], в г. Ханья (о. Крит, Греция, 2016). Одиннадцатый международный конгресс по искусственным материалам для новых волновых явлений Metamaterials'2017 запланировано провести с 27 августа по 2 сентября 2017 г. в г. Марсель, Франция.

Ученые УО «ГГУ им. Ф. Скорины», в том числе автор настоящей диссертации, начиная с 1993 года, принимали участие в указанных международных научных конференциях и конгрессах, где были представлены полученные научные результаты.

Кроме того, на многих международных конференциях по радиофизике и оптике в последние годы (2000-2017) свойства искусственных сред обсуждаются на специальных секционных заседаниях, за последние годы (2000-2017) изданы несколько монографий, в которых обобщены результаты, полученные финскими, российскими и американскими учеными. В частности в 2001 году в известном международном научном издательстве «Gordon and Breach Science Publishers» на английском языке опубликована монография А.Н.Сердюкова, И.В. Семченко, С.А. Третьякова, А.Х. Сихволы «Электродинамика бианизотропных материалов» [60].

Таким образом, электродинамика и оптика спирально-структурированных систем, выделившаяся в новое научное направление, развивается активно и результативно.

В настоящей диссертации в качестве элементов искусственных структур выбраны спиральные элементы, так как они обладают диэлектрическими и магнитными свойствами одинаково высокой значимости, что является необходимым условием максимального проявления киральности. Каждый спиральный элемент характеризуется также магнитоэлектрической восприимчивостью, так как не обладает зеркальной симметрией и проявляет киральные свойства.

При создании искусственного слабо отражающего образца киральные свойства должны быть компенсированы, чтобы исключить поляризационную селективность искусственного материала по отношению к право- и левоциркулярно поляризованным волнам, которая может обусловить увеличение коэффициента отражения.

В этих целях при создании слабо отражающих структур предложено использовать пары, состоящие из право- и левозакрученных спиральных элементов с оптимальными параметрами. Формируемый на их основе искусственный материал характеризуется одинаково значимыми диэлектрической и магнитной проницаемостью, не будучи киральным. Оси симметрии парных спиральных элементов в плоскости искусственного образца ориентированы во взаимно перпендикулярных направлениях. Это позволяет достичь одинаковых свойств образца по отношению к волне с произвольной поляризацией в случае нормального падения волны.

В диссертации разработаны теоретические основы преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой, обеспечивающих трансформацию линейно поляризованной волны в циркулярно поляризованную, и обоснована возможность вращения плоскости поляризации отраженной электромагнитной волны при взаимодействии с двумерной решеткой, созданной на основе спиральных элементов. Полученными экспериментальными результатами подтверждается возможность использования двумерных решеток, состоящих из взаимно ортогональных парных спиральных излучателей оптимальной формы, при конструировании слабо отражающих покрытий.

Полученные результаты возможно использовать при создании частотно- и поляризационно-селективных фильтров, преобразователей поляризации, частотно-селективных защитных экранов и других элементов и устройств оптики и радиофизики, для обеспечения обтекания цилиндрических объектов волнами СВЧ диапазона.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Связь работы с научными программами (проектами) и темами

Работа выполнена на кафедрах общей физики и оптики физического факультета УО «ГГУ имени Ф. Скорины». Выбор темы диссертационной работы был сделан с учетом необходимости разработки и исследования новых типов искусственных материалов, обладающих особыми свойствами, которыми не обладают природные материалы. Данное направление исследований соответствует п. 0602 («Новые оптические, волоконно-оптические и нелинейно-оптические компоненты, материалы и покрытия, новые материалы для приборов функциональной микро-, опто-, нано- и СВЧ-электроники») перечня приоритетных направлений фундаментальных и прикладных научных исследований Республики Беларусь на 2011–2015 годы (утвержден Постановлением Совета Министров Республики Беларусь от 19.04.2010 № 585), п.6. «Электроника и фотоника»; п.8 «Многофункциональные материалы и технологии», п.12 «Междисциплинарные исследования» приоритетных направлений научных исследований Республики Беларусь на 2016–2020 годы» (утвержден постановлением Совета Министров Республики Беларусь от 12 марта 2015 г. № 190).

Диссертационная работа подготовлена на основе результатов исследований, произведенных в рамках следующих научных заданий, проектов, программ и договоров:

- задание Министерства образования Республики Беларусь «Электромагнитные волны в искусственных анизотропных средах со сложной периодической структурой» (1997, № ГР 19971340);

- международный проект программы ИНТАС и РФФИ “Электродинамика новых искусственных бианизотропных композитных материалов” (Electromagnetics of new artificial bi-anisotropic composite materials, 1997-1998, 95-821 INTAS-RFBR);

- задание Министерства образования Республики Беларусь «Искусственные анизотропные среды при наклонном падении электромагнитных волн» (1998, № ГР 1998945);

- договор с БРФФИ № Ф97М-161 от 1.03.98 «Взаимодействие акустических волн и носителей заряда в материалах с вращающейся структурой анизотропии при наличии пространственной дисперсии среды» (1998-1999, № ГР 19981680);

- задание Министерства образования Республики Беларусь «Акустоэлектронное взаимодействие в акустически гиротропных пьезополупроводниках во вращающемся электрическом поле» (1999, № ГР 19991240);

- международный проект программы ИНТАС «Электромагнитные волны в новых искусственных комплексных магнитных материалах» (Electromagnetic waves in the new artificial complex magnetic materials, 1999-2000, YSF 98-43 INTAS);

- задание Министерства образования Республики Беларусь «Распространение и преобразование электромагнитных волн в искусственных композитных средах со спиральной и омега-структурой» (2000 – 2001, № ГР 2000638);

- договор с БРФФИ № Ф99М-055 от 1.04.2000 «Микроволновые свойства новых искусственных комплексных композитов» (2000 – 2002, № ГР 20003572);

- задание Государственной программы ориентированных фундаментальных исследований «Электроника» «Электродинамика искусственных композитных спиральных и омега-структур в микроволновом диапазоне» (2001 – 2005, № ГР 20011320);

- задание государственной программы фундаментальных исследований «Когерентность» «Селективные оптические свойства многослойных магнитоактивных сред» (2001-2005 № ГР 20011315);

- задание Министерства образования Республики Беларусь «Преобразование поляризации электромагнитных волн СВЧ диапазона в искусственных композитных структурах со спиральными элементами» (2004 – 2005, № ГР 20041054);

- договор с БРФФИ № Ф06МС-015 от 1.04.2006 «Микроволновые свойства искусственных анизотропных сред» (2006 – 2008, № ГР 20064341);

- договор с БРФФИ № Ф08МС-050 от 1.04.2008 «Электродинамика метаматериалов с равными диэлектрическими и магнитными свойствами в микроволновом диапазоне» (2008 – 2010, № ГР 20082067);

- договор с БРФФИ № Ф10Р-230 от 1.05.2010 «Разработка и создание на основе оптимальных спиральных элементов метаматериалов, имеющих волновой импеданс, близкий к импедансу свободного пространства» (2010 – 2012, № ГР 20102646);

- договор с БРФФИ № Ф11МС-005 от 15.04.2011 «Разработка искусственных безотражательных структур со спиральными элементами оптимальной формы для реализации возможности огибания цилиндрических объектов СВЧ волнами» (2011 – 2013, № ГР 20112836);

- договор с ИФ НАН Беларуси № 12-27 от 01.04.2012 «Разработка на основе оптимальных спиральных элементов киральных метаматериалов для создания плоской «линзы» в терагерцовом диапазоне» (2012-2014, № ГР 20123094);

- договор с БРФФИ № Ф13МС-037 от 16.04.2013 «Исследование возможности создания «совершенного» двустороннего поглотителя СВЧ волн на основе оптимальных спиралей» (2013, № ГР 20131185);

- договор с ИФ НАН Беларуси № Ф15СО-047/1 от 20.07.2015 «Проектирование и теоретическое исследование гибких металл-полимерных высокопоглощающих неотражающих покрытий на основе трехмерных элементов для СВЧ и ТГц диапазона» (2015 – 2017, № ГР 20151747);

- задание Государственной программы научных исследований «Фотоника, опто- и микроэлектроника» «Исследование двумерных и трехмерных метаматериалов в ТГц диапазоне частот с целью создания широкополосных поляризационных устройств» (2016-2018, № ГР 20161018);

- ХД 17-53 «Разработка состава золь-гель покрытия на основе диоксида кремния, технологии его нанесения на кремниевые пластины и измерение их электрофизических параметров для планаризации поверхности в технологии производства интегральных микросхем» (2017, № ГР 20171170).

Цель и задачи исследования

Целью диссертационной работы является теоретическое и экспериментальное исследование свойств метаматериалов и спирально-структурированных систем, выявление для них условий преобразования поляризации электромагнитных и акустических волн и подавления отраженной волны при поглощении прошедшей волны, а также обоснование возможностей практического применения физических свойств и явлений, характерных для указанного класса сред.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

- определить параметры спиральных элементов, при которых метаматериал в наибольшей мере проявляет киральные свойства;

- произвести аналитическое моделирование зависимости диэлектрической и магнитной проницаемости и киральной восприимчивости метаматериала от частоты излучения и характеристик спиральных элементов;

- в результате теоретического расчёта определить электрический дипольный и магнитный моменты, индуцируемые в спиральном элементе под действием падающей электромагнитной волны, с учетом возможного распределения плотности тока в спирали;
- определить параметры спиральных элементов, при которых возможно пассивное излучение ими циркулярно поляризованной волны;
- произвести теоретический расчет и на его основе – оптимизацию расположения микровключений в изотропной матрице в целях формирования слабо отражающих структур с сильным поглощением волн;
- произвести моделирование изменения поляризации и интенсивности электромагнитного излучения при его взаимодействии с отдельным спиральным элементом и метаматериалом, состоящим из множества таких спиральных элементов;
- разработать методику изготовления спиральных элементов и метаматериалов на их основе и создать образцы метаматериалов, состоящих из спиральных элементов, и в экспериментальных исследованиях произвести проверку выводов и предположений, сделанных на основе теоретического описания.

Объектом исследования являются метаматериалы и спирально-структурированные системы, в частности такие, параметры которых оптимальны для поворота плоскости поляризации либо получения циркулярно поляризованной волны, для подавления отраженных ими электромагнитных волн в условиях сильного поглощения.

Предметом исследования являются волновые процессы в метаматериалах и спирально-структурированных системах, а также характеристики электромагнитного и акустического излучения, взаимодействующего с метаматериалами и спирально-структурированными системами с оптимальными параметрами: угол поворота плоскости поляризации, коэффициент эллиптичности прошедшей и отраженной волны, коэффициенты отражения и прохождения.

Научная новизна заключается в предсказании поведения новых метаматериалов и спирально-структурированных систем и исследовании их электромагнитных свойств, разработке теоретических основ новых типов частотных фильтров, преобразователей поляризации и дефлекторов электромагнитных волн на основе композиционных сред со спиральной структурой, изготовлении экспериментальных образцов данного класса материалов.

Разработан новый класс киральных метаматериалов на основе спиральных элементов оптимальной формы, когда метаматериал может

проявлять одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства на резонансной частоте, а также показана возможность активации спиральных элементов как электрическим, так и магнитным полем падающей волны, то есть возможность достижения резонанса при различной поляризации волны.

Предложена новая концепция реализации метаматериала, сильно поглощающего, но не отражающего электромагнитную волну, в котором отсутствие отражения достигается согласованием входного импеданса метаматериала с волновым импедансом свободного пространства.

На основании классической теории дипольного излучения, спиральной модели молекул кирального вещества и энергетического подхода впервые показано, что молекула ДНК имеет оптимальную спиральную форму для глубокого ультрафиолетового диапазона.

Впервые указаны классы кристаллов, симметрия которых допускает формирование вращающейся анизотропии упругих свойств.

Впервые предсказан эффект подавления поглощения ультразвука, который может иметь место в условиях резонансного взаимодействия ультразвука с вращающимся электрическим полем.

Положения, выносимые на защиту

1. Для спиральных элементов метаматериалов существует универсальное соотношение между проекциями электрического дипольного момента и магнитного момента на ось спирали, позволяющее оптимизировать электромагнитные свойства метаматериала в целом, которое выполняется при произвольном распределении плотности тока в спиральном элементе, в том числе при сильно неоднородных токах, соответствующих резонансным условиям и обусловленных скин-эффектом. Установленное универсальное соотношение справедливо также для спиральных элементов, имеющих стратифицированную структуру, содержащую металлический, полупроводниковый и диэлектрический слои, наличие которых обусловлено технологией изготовления метаматериалов.

2. Существует оптимальный угол подъема спирали, при котором:

- индуцируемые в спиральном элементе в условиях резонансного воздействия электромагнитного поля электрический дипольный момент и магнитный момент дают равные вклады в энергию излучаемой волны;
- диэлектрическая, магнитная и киральная поляризуемости, характеризующие спиральный элемент как бианизотропную частицу, равны.

Оптимальный угол подъема одинаков для уединенного спирального элемента и для метаматериала с любой, включая предельно высокую, концентрацией спиральных элементов. Независимость оптимального угла

подъема от электромагнитного взаимодействия спиральных элементов обуславливает возможность проектирования метаматериалов с различной концентрацией в них спиральных элементов.

3. В условиях полуволнового резонанса, которые функционально связаны с размерами спирального элемента, радиус и шаг спирального элемента однозначно определяются углом подъема спирали и числом витков, при этом оптимальный угол подъема не зависит от частоты электромагнитного излучения. Поэтому применение спирально-структурированных метаматериалов, содержащих оптимизированные спиральные элементы, возможно в широком диапазоне частот, включающем видимую, дальнюю ИК и СВЧ области спектра.

4. Теоретически обоснована и экспериментально реализована возможность практического использования оптимизированных спирально-структурированных метаматериалов:

- в преобразователях поляризации, которые отражают циркулярно поляризованную волну в направлении, перпендикулярном оси спирали отдельного спирального элемента, при активации как электрическим, так и магнитным полем, вне зависимости от азимута поляризации падающей волны, что обусловлено тем, что в каждом элементе индуцируются согласованные между собой электрический дипольный момент и магнитный момент, равные по абсолютной величине и колеблющиеся со сдвигом фазы в 90 градусов;

- для создания сильно поглощающих, но слабо отражающих метаматериалов, согласованных по волновому импедансу со свободным пространством, когда равны значения их диэлектрической и магнитной проницаемостей, являющихся комплексными величинами;

- для конструирования и практической реализации структур, обеспечивающих обтекание объектов электромагнитными волнами, в отношении которых эффективные значения диэлектрической и магнитной проницаемости метаматериала равны друг другу; необходимый для этого градиент показателя преломления неоднородной среды достигается в результате специфического распределения спиральных элементов в пространстве, которое обеспечивает восстановление волнового фронта волны за объектом;

- для создания искусственных сред с отрицательным показателем преломления, который при равенстве диэлектрической и магнитной проницаемостей метаматериала прямо пропорционален его диэлектрической проницаемости. Отрицательные значения показателя преломления могут быть реализованы для таких сред при меньшей концентрации спиральных

элементов, чем в диэлектрических метаматериалах с прямолинейными вибраторами и магнитных структурах на основе кольцевых резонаторов.

5. На основе классической теории дипольного излучения, спиральной модели молекул кирального вещества и энергетического подхода обоснована возможность определения оптимальных структурных характеристик природных объектов, содержащих спиральные элементы, в частности обнаружено, что молекула ДНК имеет оптимальную форму спирали для глубокого ультрафиолетового диапазона.

Личный вклад соискателя

Представленные в диссертации положения и основные результаты получены лично соискателем при научном консультировании доктора физико-математических наук, профессора Семченко И. В.

Соискатель непосредственно участвовал в постановке задач исследования и планировании их решения, произведении теоретических расчетов, численном моделировании, в разработке методики изготовления экспериментальных образцов и изготовлении опытных образцов, проведении экспериментальных исследований, в проведении анализа полученных экспериментальных данных и подготовке публикаций. Из совместно опубликованных работ в диссертацию включены результаты, полученные автором лично или на паритетных началах с соавторами. При выполнении исследований, результаты которых опубликованы совместно с И.В. Семченко, А.Л. Самофаловым и А.П. Балмаковым, соавторами даны полезные рекомендации при обсуждении и интерпретации результатов, полученных соискателем.

Измерения в терагерцовом диапазоне с использованием лазера на свободных электронах выполнены в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН и Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН С. В. Голодом, А. Г. Милехиным, В. В. Кубаревым под руководством В. Я. Принца, Е. В. Наумовой – в рамках совместных белорусско-российских проектов.

Спектроскопические измерения в терагерцовом диапазоне с использованием фемтосекундных лазеров произведены в Институте физики НАН Беларуси под руководством А. М. Гончаренко, Г. В. Синицына.

Измерения, целью которых была экспериментальная проверка теоретических предсказаний о возможности использования спиральных элементов для трансформации падающего линейно поляризованного излучения в циркулярно поляризованную волну, в СВЧ диапазоне выполнялись в Федеральном государственном автономном образовательном

учреждении высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики» (Университет ИТМО, Российская Федерация) А.П. Слобожанюком, С.Д.Барсуковым, А.С.Побияхой под руководством П.А.Белова.

Среды для матриц комплексных материалов изготавливались в Институте механики металлополимерных систем им. В.А. Белого НАН Беларуси под руководством В.А. Банного.

Исследование свойств сред, содержащих спиральные включения, производилось диссертантом в Ягеллонском университете (г. Краков, Польша) под руководством С. Вробеля (S.Wrobel).

Образцы керамики изготовлены в Институте физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси под руководством А.И. Акимова. Образцы ДНК приготовлены в Институте леса НАН Беларуси под руководством В.А. Ипатьева. Образцы с Ω -структурой изготовлены в Международной китайско-белорусской научной лаборатории по вакуумно-плазменным технологиям (ГГУ им. Ф.Скорины и Нанкинский университет науки и технологии) Н.Н.Федосенко, Д.Г. Пилипцовым, М.А. Подаловым под руководством А.В.Рогачева.

Компьютерное моделирование производилось с помощью лицензионного пакета программ ANSYS HFSS, предоставленного Университетом Аалто, Финляндия в рамках совместных белорусско-финских проектов, В.С. Асадчим и И.А.Фаняевым под руководством С. Третьякова (S.Tretyakov).

Апробация результатов диссертации и информация об использовании ее результатов

Результаты, полученные в ходе диссертационных исследований, доложены и обсуждены на следующих конференциях:

- International Conference and Workshop on Electromagnetics of Complex Media, Bianisotropics' 97; The University of Glasgow, Great Britain, 5 – 7 June 1997;
- 7th International Conference on Complex Media, Bianisotropics' 98; Technical University of Braunschweig, Germany, 3 – 6 June 1998;
- International Conference Applied Optics' 98; St. Petersburg, Russia, 16 – 18 December 1998;
- международном семинаре «Конверсия научных исследований в Беларуси в рамках деятельности МНТЦ»; Минск, Беларусь, 17 – 22 мая 1999;
- XXVIth General Assembly of Radio Science; Toronto, Canada, 13 – 21 August 1999;

- XXIV National Convention on Radio Sciences; Turku, Finland, 4 – 5 October 1999;
- 8th International Conference on Complex Media, Bianisotropics' 2000; Technical University of Lisbon, Portugal, 27 – 29 September 2000;
- International Scientific Conference “Optics of Crystals”, SPIE; Mozyr, Belarus, 26 – 30 September 2000;
- 2001 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory; Victoria, BC, Canada, 13 – 17 May 2001;
- 2001 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference; Belem, Brazil, 6 – 10 August 2001;
- International Conference “Problems of Interaction of Radiation with Matter”; Gomel, Belarus, 30 October – 1 November 2001;
- 9th International Conference on Complex Media, Bianisotropics' 2002; Marrakech, Morocco, 8 – 11 May 2002;
- 4-ой международной научно-технической конференции «Квантовая электроника»; Минск, Беларусь, 18 – 21 ноября 2002;
- 10th International Conference on Complex Media and Metamaterials, Bianisotropics' 2004; Ghent, Belgium, 22 – 24 September 2004;
- международной научной конференции «Актуальные проблемы физики твердого тела», ФТТ-2005; Минск, Беларусь, 26 – 28 октября 2005;
- юбилейной научно-практической конференции, посвященной 75-летию со дня основания Гомельского государственного университета имени Ф.Скорины; Гомель, Беларусь, 14 – 15 июня 2005;
- International Conference on Complex Media and Metamaterials, Bianisotropics' 2006; Samarkand, Uzbekistan, 25 – 28 September 2006;
- II международной научной конференции «Проблемы взаимодействия излучения с веществом»; Гомель, Беларусь, 1 – 3 ноября 2006;
- 5th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2006; Iasi, Romania, 25 – 28 September 2006;
- International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2007; Hamamatsu, Japan, 26 – 30 September 2007;
- 1st International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2007; Rome, Italy, 22 – 24 October 2007;
- Advanced Research Workshop META'08, Metamaterials for Secure Information and Communication Technologies; Marrakesh, Morocco, 7 – 10 May 2008;
- 2nd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2008; Pamplona, Spain, 21 – 26 September 2008;

- 7th International Conference on Global Research and Education Inter-Academia 2008; Pecs, Hungary, 15 – 18 September 2008;
- II конгрессе физиков Беларуси; Минск, Беларусь, 3 – 5 ноября 2008;
- 3rd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2009; London, Great Britain, 30 August – 4 September 2009;
- Fourth International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2010; Karlsruhe, Germany, 13 – 18 September 2010;
- International Conference «Optical Techniques and Nano-Tools for Material and Life Sciences», OTN4MLS-2010; Minsk, Belarus, 15-19 June 2010;
- Гомельском научном семинаре по теоретической физике (посвященном 100-летию со дня рождения Ф.И. Федорова); ГГУ имени Ф. Скорины, Гомель, Беларусь, 20 – 22 июня 2011;
- III конгрессе физиков Беларуси; Минск, Беларусь, 25 – 27 сентября 2011;
- 10th International Conference on Global Research and Education Inter-Academia 2011; Sucevita, Romania, 26 – 29 September 2011;
- 5th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2011; Barcelona, Spain, 10 – 15 October 2011;
- III международной научной конференции «Проблемы взаимодействия излучения с веществом»; Гомель, Беларусь, 9 – 11 ноября 2011;
- 21st Academic Symposium of Materials Research Society of Japan; Yokohama, Japan, 19 – 21 December 2011;
- 59th Spring Meeting, (The Japan Society of Applied Physics); Waseda University, Tokyo, Japan, 15 – 18 March 2012;
- 11th International Conference on Global Research and Education, in Engineers for Better Life, Inter-Academia 2012; Budapest, Hungary, 27 – 30 August 2012;
- 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2012; St. Petersburg, Russia, 17 – 22 September 2012;
- Days on Diffraction 2013, International Conference; Saint Petersburg, 27 – 31 May 2013;
- 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2013; Bordeaux, France, 16 – 21 September 2013;

- 8th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2014; Copenhagen, Denmark, 25 – 30 August 2014;

- 13th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2014; Riga, Latvia, 10 – 12 September 2014;

- International Scientific Conference “Optics of Crystals”; Mozyr, Belarus, 23 – 26 September 2014;

- 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2015; Oxford, Great Britain, 7 – 12 September 2015;

- 14th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2015; Hamamatsu, Japan, 28 – 30 September 2015;

- 10th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2016; Chania, Crete, Greece, 17 – 22 September 2016;

- 15th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2016; Warsaw, Poland, 26 – 28 September 2016.

- IV международной научной конференции «Проблемы взаимодействия излучения с веществом»; Гомель, Беларусь, 9 – 11 ноября 2016;

- Korea-Belarus S&T Forum; 14 December 2016, Seoul, Korea;

- Progress in Electromagnetics Research Symposium, PIERS 2017; May 22–25, 2017, St. Petersburg, Russia.

Результаты работы доложены также на научных семинарах Университета Аалто (Хельсинки, Финляндия, 1999), Ягеллонского университета (Краков, Польша, 2002), университета Сидзуока (Хамамацу, Япония, 2007), Нанкинского университета науки и технологии (Нанкин, Китай, 2012), факультета физики и информационных технологий и кафедр общей физики и оптики УО «ГГУ имени Ф. Скорины» (1997 – 2017 гг.).

Результаты, представленные в диссертационной работе, используются в учебном процессе факультета физики и информационных технологий УО «ГГУ имени Ф. Скорины» при выполнении курсовых и дипломных работ при подготовке студентов специальностей «Физическая электроника», «Физика» (специализации «Лазерная физика и спектроскопия», «Новые материалы и технологии») (имеется 5 актов внедрения результатов в учебный процесс), в ОАО «Интеграл», ЗАО «Группа Кремний Эл» (имеется 2 акта о практическом использовании результатов исследования в промышленности).

Разработанная соискателем методика изготовления экспериментальных образцов используется в УО «ГГУ имени Ф. Скорины» для выполнения ряда научных проектов.

Опубликование результатов диссертации

Результаты диссертации опубликованы в 128 научных работах, в числе которых: 1 монография, 5 глав в книгах, 54 статьи в рецензируемых научных журналах, из которых 41 соответствуют п.18 Положения о присуждении ученых степеней и присвоении ученых званий в Республике Беларусь, а также 59 статей в сборниках материалов научных конференций и 4 препринта. По результатам диссертационных исследований получено 5 патентов на изобретения. Общий объем работ составил 39,4 авторских листов.

Структура и объем диссертации

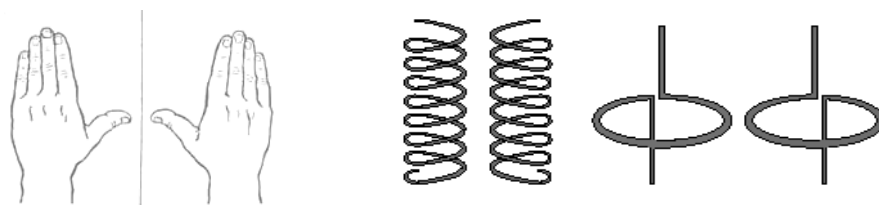
Диссертационная работа состоит из введения, общей характеристики работы, шести глав, заключения, библиографического списка, приложений. Полный объем диссертации составляет 326 страниц. Текст диссертации иллюстрирован 6 таблицами, расположенными на 2 страницах, и 171 рисунками, занимающими 80 страниц. На 40 страницах списка использованных источников приведены библиографические описания 415 научных работ, в том числе на 18 страницах 128 работ, опубликованных соискателем.

ГЛАВА 1

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Киральность

Как уже упоминалось во введении, киральность является следствием асимметрии: объект кирален, если он не совпадает со своим зеркальным изображением (рисунок 1.1). Киральный объект и зеркально симметричный ему называют энантиоморфными (от греч. *enantios* – противоположный и *morphe* – форма) или, когда речь идет о молекулах, энантиомерами. Объект, не обладающий киральностью, называют акиральным или амфикиральным; он может быть совмещён со своим зеркальным образом. Данный термин был введен лордом Кельвином в 1904 году.



а – правая и левая рука;
б– спираль с правовинтовой и левовинтовой намоткой;
в – каноническая спираль с правой и левой намоткой.

Рисунок 1.1. – Примеры киральных объектов

Киральным материалам свойственны два важных электромагнитных явления: циркулярное двулучепреломление и круговой дихроизм. Феноменологически эти эффекты могут быть обнаружены следующим образом:

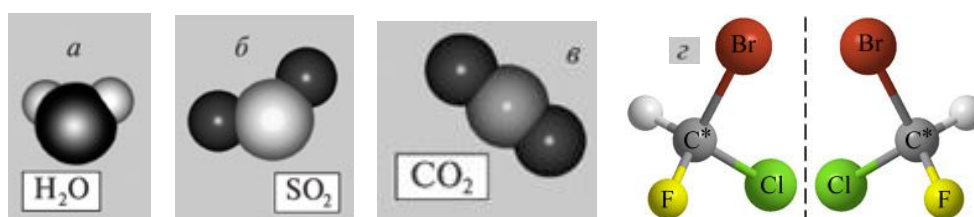
- циркулярное двулучепреломление возникает из-за различия действительных частей показателя преломления, что обуславливает различие в фазовых задержках для лево- и правоциркулярно поляризованных мод электромагнитной волны, и, как следствие, – вращение плоскости поляризации;

- круговой дихроизм описывают с учётом различия мнимых частей показателя преломления для циркулярно поляризованных волн противоположного вращения, которое обуславливает различие потерь на

поглощение при прохождении таких волн через слой вещества.

Оптическая активность используется в качестве диагностического инструмента в спектроскопии, аналитической химии, кристаллографии и молекулярной биологии в целях определения пространственного расположения атомов и молекул. Оптически активные и дихроичные среды, используемые соответственно в качестве поляризационных ротаторов или круговых поляризаторов, имеют большое значение в оптике, фотографии, микроскопии живых систем.

В неживой природе молекулы зеркально симметричны (рисунок 1.2 *а – в*) или не обладают этим свойством и одинаково часто встречаются их «правые» и «левые» стереоизомеры. В структурной химии киральной называют молекулу, у которой отсутствует внутренняя плоскость симметрии. Наиболее часто эта особенность выявляется у молекул, структурные составляющие которой асимметрично расположены относительно атома углерода (рисунок 1.2 *г*).



а – вода; *б* – сернистый газ; *в* – углекислый газ; *г* – бромхлорфторметан

Рисунок 1. 2. – Объёмные модели молекул

Молекулярная киральность представляет интерес из-за её применения в стереохимии, неорганической химии, органической химии, физической химии, биохимии, медицине. При этом важно знать, что на биологические организмы зеркально симметричные изомеры одного и того же вещества действуют по-разному (убедительный пример этого – действие энантиомеров талидомида на развитие человеческого зародыша [61]), и необходимо не только уметь разделять их пространственно, но и учитывать их возможные трансформации одного в другой.

Киральность может быть свойственна не только природным объектам, но и искусственным структурам, в частности, метаматериалам.

Иногда метаматериал определяют как композиционный материал, свойства которого обусловлены не столько свойствами составляющих его элементов, сколько искусственно созданной периодической структурой.

Метаматериалы представляют искусственно сформированные и особым образом структурированные среды, обладающие электромагнитными или акустическими свойствами, которые не характерны для природных объектов и сложно обеспечить технологически. Например, значения диэлектрической и магнитной проницаемостей метаматериала могут быть отрицательными, распределению величин этих параметров характерна пространственная структуризация (в частности, показатель преломления изменяется периодически – как у фотонных кристаллов), имеется возможность управлять параметрами среды посредством внешних воздействий (в частности, известны метаматериалы с электрически управляемой диэлектрической и магнитной проницаемостью) и др. [62].

Определяют метаматериал и как периодический массив из искусственных структур с шагом, меньшим длины волны возбуждающего поля. Учитывая перевод приставки *μετα* с греческого («вне»), термин «метаматериалы» относят к структурам, у которых эффективные параметры, характеризующие их электромагнитные свойства, отличаются от свойств образующих их компонентов.

Вследствие субволновой периодичности метаматериалов волны в них не дифрагируют. Поэтому по отношению к падающей волне метаматериал проявляет себя как однородная среда и поэтому может быть описан с использованием эффективных или усреднённых параметров, которые зависят от задаваемых геометрических размеров элементарной ячейки метаматериала и составляющих её элементов.

Диэлектрическую и магнитную восприимчивость исходного природного материала модифицируют посредством внедрения в него периодически повторяющихся элементов, различающихся геометрической формой и размерами и определяющих в совокупности структуру и свойства создаваемого метаматериала. В очень грубом приближении такие элементы могут рассматриваться как искусственно встроенные в исходный материал атомы чрезвычайно больших размеров. При разработке и изготовлении метаматериалов имеется возможность варьирования различных параметров: формы структур, их структуры, постоянного или переменного периода в расположении элементов и др. [62].

Закрученный жгут Бозе (рисунок 1.3), исследованный в конце XIX века, условно признают первым метаматериалом [63, 64].

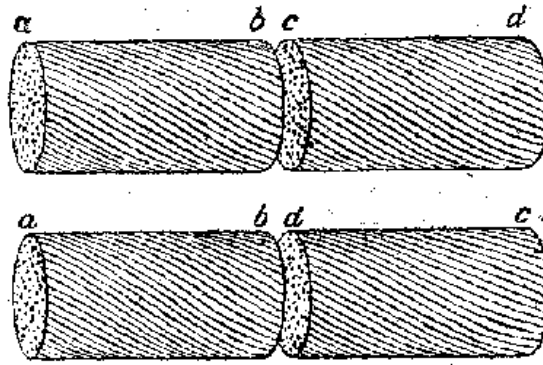
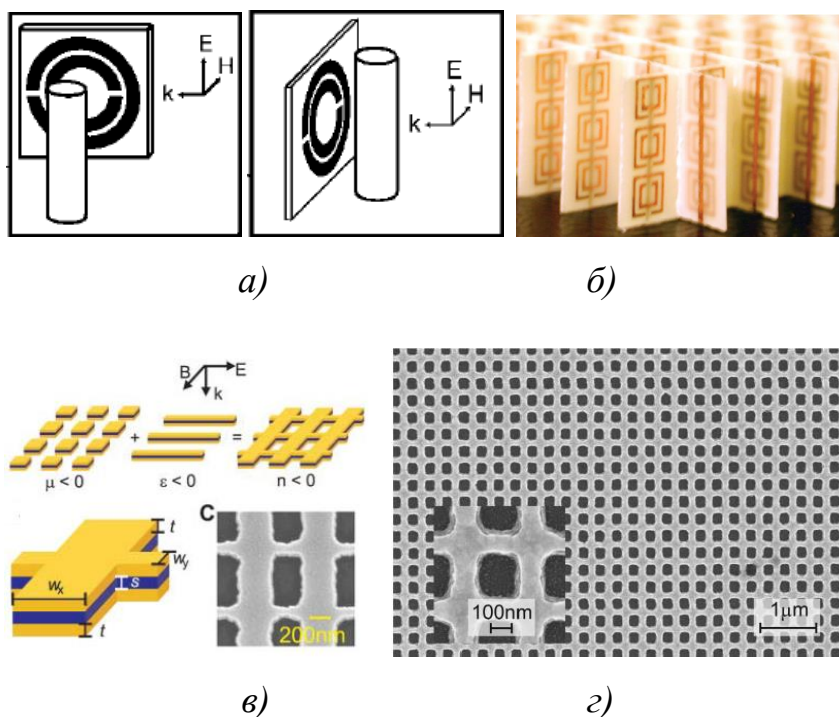


Рисунок 1.3. – Искусственные спиральные «молекулы», моделированные Бозе из джута [63]

В 1914 году Линдман исследовал искусственные среды, сформированные из множества беспорядочно ориентированных маленьких проводов, скрученных в спираль и вложенных в фиксирующую их среду [65]. Среди первых искусственно созданных структур, удовлетворяющих вышеприведённым определениям метаматериалов, были двумерные и трёхмерные массивы из металлических стержней, свойства которых подобны свойствам диэлектриков в отношении излучения, частота которого ниже плазменной частоты. В частности их показатель преломления меньше единицы, а диэлектрическая проницаемость отрицательна [66, 67]. Затем были исследованы частотно селективные поверхности, большинство из которых можно рассматривать как плоские метаматериалы.

Дж. Пендри с соавторами [68] в 1999 году для создания искусственных сред с возможным отрицательным магнитным откликом предложили использовать разомкнутые кольцевые (split-ring) резонаторы, рассмотренные ранее в [69]. В 2000 году Смит с соавторами [70] продемонстрировали кольцевые резонаторы и волноводные электропроводящие метаматериалы (рисунок 1.4) с одновременно отрицательными диэлектрической проницаемостью (волноводные проводники) и магнитной проницаемостью (разомкнутые кольцевые проводники).

Ещё через год группа Смита спроектировала метаматериал и впервые использовала его для демонстрации отрицательного показателя преломления [71]. В 2006 году другой группой исследователей это же явление продемонстрировано в оптическом диапазоне – с использованием слоистой структуры [72]. В 2007 году той же группой спроектированы структуры, показатель преломления которых отрицателен для излучения с длиной волны 780 нм [73].



а – первый метаматериал с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями [70];
б – метаматериал, впервые использованный для демонстрации отрицательного показателя преломления [71];
в – слоистая структура для получения отрицательного преломления в оптическом диапазоне [72];
г – СЭМ-изображение структуры с показателем преломления, отрицательным для излучения с длиной волны 780 нм [73]
Рисунок 1.4. – Изображения метаматериалов с отрицательным показателем преломления

Материалы с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостью (и, следовательно, с отрицательным показателем преломления) были теоретически предсказаны В. Веселаго в 1967 году [46]. В [74] отмечено, что ранее их возможность обсуждалась в работе Д. Сивухина [75], а затем в статьях П. Пафомова – в основном при рассмотрении эффекта Черенкова [76–78]. Взаимосвязь отрицательного преломления и отрицательной групповой скорости обсуждалась также в работах [79–82]. В работе К. Макдоналда [83] содержится обзор, в котором история изучения вопроса об отрицательной групповой скорости прослежена до таких ранних работ, как работы Лэмба [84] и Лауэ [85]. Позже В. Веселаго [86] в числе пионерских работ в данной области назвал также работы Шустера [87] и Поклингтона [88].

В 2000 году Дж. Пендри [47] пришел к выводу, что плоскопараллельная пластинка из материала с показателем преломления

равным минус единице будет действовать как идеальный объектив, не ограниченный дифракцией и, поэтому её можно сфокусировать на сколь угодно малую точку. Такую пластинку стали называть суперлинзой. Потенциальная возможность использования суперлинз для визуализации, хранения данных и в литографии с тех пор является одним из основных факторов, стимулирующих исследования метаматериалов. После обоснования и экспериментального доказательства возможности отрицательного показателя преломления [51] и суперлинз [89, 90], продемонстрированных в микроволновом диапазоне, внимание учёных акцентировано на выявлении условий для наблюдения отрицательного показателя преломления для излучения видимого диапазона. Однако магнитный отклик кольцевых резонаторов [91] на оптических частотах невысок вследствие больших потерь в металлах; поэтому требуются структуры другого типа. Конструирование метаматериала с отрицательным показателем преломления эволюционировало от слоистых спаренных проводящих линий [92] к структурам типа «рыболовная сеть». Последние впервые теоретически предложили S. Zhang с соавторами в 2005 году [93], а в статье [94], опубликованной в том же году, они сообщили об экспериментальном наблюдении обсуждаемого эффекта в метаматериалах такой структуры. G. Dolling с сотрудниками в [72,73] сообщили о реализации метаматериала с отрицательным показателем преломления для излучения с длиной волны 780 нм. До настоящего времени все образцы материалов с отрицательным показателем преломления характеризуются такими высокими потерями, которые неприемлемы в большинстве практических приложений. Сложности в производстве метаматериалов, размеры структурных элементов которых должны быть одного порядка с длиной волны, также затрудняют наблюдение обсуждаемого эффекта для света в коротковолновом оптическом диапазоне.

1.2 Метаматериалы на основе спиральных элементов и их практическое применение

1.2.1 Использование спиральных элементов при конструировании сред с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости

Киральные элементы привлекли внимание исследователей в связи с фундаментальной проблемой так называемой «левой среды» – среды,

диэлектрическая и магнитная проницаемость которой одновременно отрицательны.

В 1967 году В. Веселаго [46] была выдвинута идея о возможности создания сред с отрицательным показателем преломления. Она обосновывалась следующим образом. Если материальные уравнения записать в виде $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$, $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$, где $\mu_r \neq 1$, то из системы уравнений Максвелла для монохроматических электрического и магнитного полей, зависящих от времени в соответствии с функцией $e^{-i\omega t + ikz}$

$$\text{rot} \vec{E} = i\omega \vec{B}, \quad i[\vec{k} \vec{E}] = i\omega \vec{B}, \quad i \frac{\omega}{c} n[\vec{n} \vec{E}] = i\omega \mu_0 \mu_r \vec{H},$$

$$\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} n[\vec{n} \vec{E}] = \mu_0 \mu_r \vec{H}, \quad n[\vec{n} \vec{E}] = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \mu_r \vec{H}, \quad (1.1)$$

$$\text{rot} \vec{H} = -i\omega \vec{D}, \quad i[\vec{k} \vec{H}] = -i\omega \vec{D}, \quad i \frac{\omega}{c} n[\vec{n} \vec{H}] = -i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E},$$

$$\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} n[\vec{n} \vec{H}] = -\varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}, \quad n[\vec{n} \vec{H}] = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \varepsilon_r \vec{E}, \quad (1.2)$$

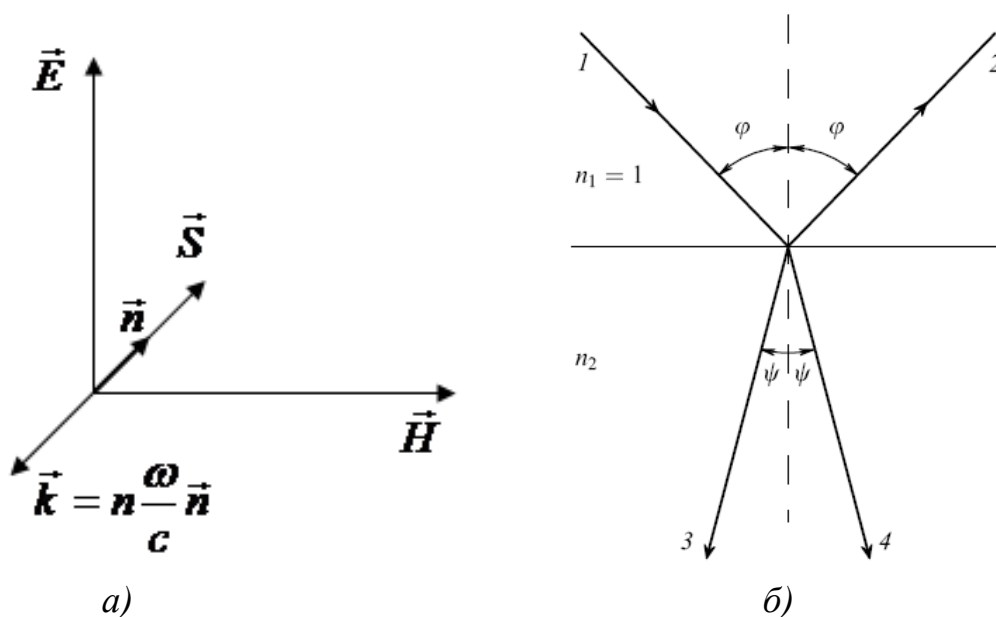
для плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси OZ и характеризующейся волновым вектором $\vec{k} = \frac{\omega}{c} n \vec{n}$, где $\vec{n}$ – единичный вектор, направленный в положительном направлении оси OZ , следует известное выражение для определения показателя преломления среды: $n^2 = \varepsilon_r \mu_r$.

Если одновременно $\varepsilon_r < 0$ и $\mu_r < 0$, то, чтобы выполнялись уравнения (1.1) и (1.2), нужно выбирать значение $n = -\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$. Тогда векторы $\vec{E}, \vec{H}$ и $\vec{k}$ образуют левую тройку векторов (рисунок 1.5а).

В такой среде фазовая и групповая скорости плоской волны направлены в противоположные стороны (плоская волна является обратной волной), что обуславливает необычную форму закона Снеллиуса (рисунок 1.5б),

$$\frac{\sin \psi}{\sin \varphi} = \frac{n_1}{n_2},$$

соответствующую преломлению волны под тупым углом при переходе в среду. Только в настоящее время, в связи с прогрессом в области создания искусственных композиционных сред появилась возможность решения проблемы, поставленной Веселаго.



***a* – взаимная ориентация векторов $\vec{E}, \vec{H}, \vec{S}$ и $\vec{k}$ в волне, распространяющейся в левой среде; *б* – явления на границе раздела сред:**

1 – падающий луч, 2 – отражённый луч; 3 и 4 – преломлённые лучи при отрицательном и обычном преломлении соответственно

Рисунок 1.5. – Взаимная ориентация векторов, характеризующих плоскую электромагнитную волну в левой среде и при переходе границы раздела обычной и левой среды

В работе [95] была предложена модель «левой среды», сконструированной из цилиндров, проводящие каналы в которых представляют винтовые линии. Такую среду, как известно, можно моделировать в виде совокупности прямолинейных проводников и разомкнутых колец [96]. В работе [97] сообщалось, что «левую среду» можно создать на основе элементов двух видов: запердельных волноведущих структур, работающих на частотах, меньших критической частоты для их основной волны, и обуславливающих отрицательную диэлектрическую проницаемость; и одномерных киральных элементов в виде многозаходных спиралей, ответственных за отрицательную магнитную проницаемость, представляющих спиральные антенны с высоким коэффициентом усиления и состоящие из нескольких параллельно включенных и синфазно питаемых спиральных излучателей. Выявленное просветление запердельного волновода при помещении в него киральных образцов было связано с «формированием» в описанных условиях среды, у которой одновременно отрицательны диэлектрическая и магнитная проницаемость. В работе [98] рассматривалась задача дифракции на однородном круговом цилиндре, состоящем из «левой среды».

В работе [99] в терагерцовом диапазоне были численно исследованы электромагнитные свойства квадратных наноспиралей из золота в зависимости от их геометрических параметров. Был отмечен магнитный резонанс, амплитуда и положение которого изменялось при увеличении числа витков в наноспиральных. Если число витков в наноспиральных было бóльшим трёх, действительная часть магнитной проницаемости становилась отрицательной для волн, частота которых превышала 400 ТГц.

В статье [100] представлена геометрическая теория «плоской линзы» состоящей из изотропных киральных электромагнитных сред с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости. Авторами этой работы произведён анализ фокусирующих свойств двухслойной пластины.

В работе [101] обоснована теоретически и продемонстрирована экспериментально в терагерцовом диапазоне (0,20–0,36 ТГц) возможность создания диэлектрических «левых» метаматериалов настраиваемого диапазона. Автором данной статьи были созданы модельные структуры, представляющие массивы немагнитных стержней из сегнетоэлектрика SrTiO. Магнитный отклик и его настройка достигается путем влияния температуры на диэлектрическую проницаемость SrTiO, они определяются резонансным состоянием электромагнитного поля внутри стержней.

Авторами статьи [102] с учетом граничных условий рассмотрены частотные характеристики модельных устройств на основе киральных метаматериалов, которые формировались на диэлектрических подложках типа Mylar из микроразмерных Y-структур на основе Al в соответствии с технологией литографии. В данной публикации приведены как результаты компьютерного имитационного моделирования, так и экспериментальные данные.

В работе [103] изучено отражение электромагнитных волн оптического диапазона в изотропных поглощающих и киральных не поглощающих средах. Показано, что на поверхности раздела киральной среды, характеризующейся высоким значением параметра киральности, и идеально проводящей плоскости имеет место необычное – отрицательное отражение. В результате анализа полученных результатов авторами данной статьи сделан вывод о фокусирующем действии такой проводящей плоскости на излучение, распространяющееся в сильной киральной среде.

В работе [104] исследована возможность реализации отрицательного преломления в киральном композите, состоящем из смеси киральных и дипольных частиц. Показано, что отрицательное преломление может наблюдаться вблизи резонансной частоты киральных частиц. На этом

основании предложено использовать резонансные киральные композиты для практической реализации отрицательного преломления в оптическом диапазоне и создания соответствующей суперлинзы.

В работе [105] предложен новый метод расчета эффективных материальных параметров двумерных решёток, который обоснован в результате исследования решетки из резонансных киральных рассеивателей, различающихся знаком киральности. Резонансные рассеивающие элементы имели вид полых цилиндров с проводящими электрический ток каналами в форме винтовой линии, которые локализованы на их поверхности. Установлено, что в узком диапазоне частот такая структура имеет свойства «левой среды», или среды Веселаго.

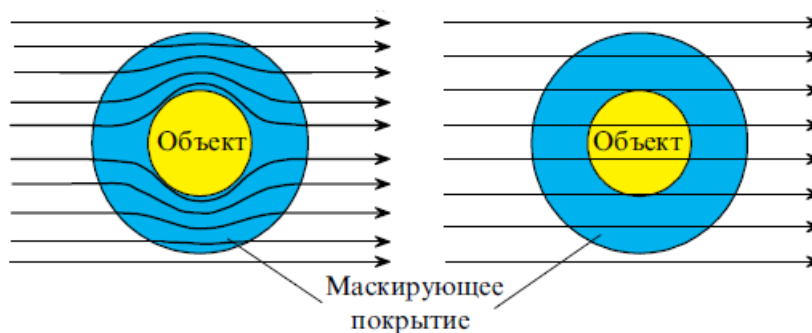
1.2.2 Использование спиральных элементов для маскировки объектов в результате волнового обтекания

После опубликования первой работы о метаматериалах с отрицательным показателем преломления стало понятно, что потенциальные возможности применения метаматериалов гораздо шире. В результате исследований с учётом возможности точного контроля электрических и магнитных свойств материала сформировалось новое научное направление – трансформационная оптика [106]. Наиболее заметным практическим приложением, соответствующим данной отрасли знаний, является проектирование маскирующих покрытий.

В настоящее время можно выделить два наиболее разработанных принципа маскировки, лежащих в основе разнообразных её концепций [107]:

- маскировка, основанная на явлении волнового обтекания (рисунок 1.6 а);
- маскировка, основанная на компенсации рассеяния (рисунок 1.6 б).

Невидимость объекта, достигаемая вследствие волнового обтекания, обусловлена тем, что электромагнитные волны огибают объект, помещённый внутрь оболочки из метаматериала, не выходя из оболочки ни в каких других направлениях, кроме совпадающего с направлением падающего излучения, и не достигая объекта. Форма волнового фронта и распределение интенсивности восстанавливаются по выходе излучения из оболочки. Такая оболочка работает вне зависимости от свойств скрываемого объекта, поскольку в этом случае электромагнитные волны не достигают объекта.



а)

б)

а – вследствие волнового обтекания;

б – в результате компенсации рассеяния

Рисунок 1.6. – Иллюстрация основных принципов маскировки объектов [107]

Маскировка, основанная на компенсации рассеяния, заключается в том, что рассеяние от объекта и рассеяние от специального покрытия компенсируют друг друга, в итоге излучение проходит сквозь объект без искажения волнового фронта и распределения интенсивности. В этом случае при проектировании свойств разрабатываемого покрытия должны учитываться и свойства скрываемого объекта. Если объект поглощает излучение, для полной компенсации рассеянного поля требуется использование активных материалов или внутренних источников в покрытии.

В основе трансформационной оптики лежит инвариантность уравнений Максвелла относительно координатных преобразований, которая имеет место при условии, что электромагнитные материальные параметры сред (как правило, тензоры диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей) при этом тоже преобразуются должным образом. Условие невидимости объекта в однородной среде (без покрытия) – его бесконечно малые размеры, так как любой объект конечного размера, конечно, рассеивает падающее на него излучение. Производя координатное преобразование, в результате которого точечный объект превращается в объект конечных размеров, можно обеспечить его невидимость, создавая нужное распределение ϵ и μ в прилегающем к нему пространстве [107].

Реализовать необходимое, рассчитанное с использованием математического аппарата трансформационной оптики распределение ϵ и μ по толщине покрытия невозможно с применением доступных природных материалов – их свойства таковы, что не удаётся обеспечить нужный набор значений материальных параметров. Для решения этой задачи необходимы метаматериалы, желаемые макроскопические свойства которых могут быть реализованы в результате синтеза массивов структурных элементов (частиц).

Как правило, структурными элементами метаматериала являются резонансные металлические элементы. В зависимости от выбранного рабочего диапазона устройства это могут быть разомкнутые кольцевые резонаторы, канонические спирали, пары плазмонных частиц, плазмонные нанопровода и др. При создании устройств для работы в радиочастотном диапазоне метаатомы – единичные элементы метаматериала – могут быть изготовлены также из диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью [107].

Первые экспериментальные маскирующие устройства в рамках трансформационной оптики были реализованы применительно к микроволновому диапазону [108], позднее были предприняты попытки реализации устройств, предназначенных для работы в инфракрасном и видимом диапазонах. Приоритет в высказывании идеи и моделировании скрытия (в англоязычной литературе используется термин *cloaking*) методом волнового обтекания принадлежит Джону Пендри и его коллегам [109].

Для создания маскирующих покрытий средствами трансформационной оптики необходимы чрезвычайно высокоанизотропные и очень неоднородные метаматериалы с низкими оптическими потерями. Такие среды крайне сложно реализовать на практике. Поэтому разработчики вынуждены делать компромиссный выбор между идеальным распределением ϵ и μ и возможностью его практического воплощения. Этого компромисса можно достигнуть за счёт перехода от условия полной невидимости к условию частичной видимости, например, ограничиваясь двумерной оптической маскировкой или отказываясь от некоторых других требований относительно невидимости, в частности таких как сужение полосы частот, уменьшение размера маскируемых объектов и т.д. [107].

В работе [110] предложено двумерное маскирующее устройство на основе канонических спиралей, показанных на рисунке 1.7.

Каноническая спираль представляет собой разомкнутое кольцо с двумя отрезками проволоки на обоих краях зазора, перпендикулярными плоскости кольца. Требуемое сочетание материальных параметров может быть достигнуто одновременно для ϵ и μ при использовании только одного вида элементов – спиралей. Индуцируемый в спирали ток порождает электрический диполь (обусловлен прямым проводом) и магнитный диполь (обусловлен кольцом). Маскирующее устройство разделено на концентрические цилиндрические области (слои), содержащие включения из канонических спиралей. Необходимое радиальное изменение диэлектрической проницаемости в данном маскирующем устройстве обеспечивается посредством изменения плотности расположения спиралей с одинаковыми

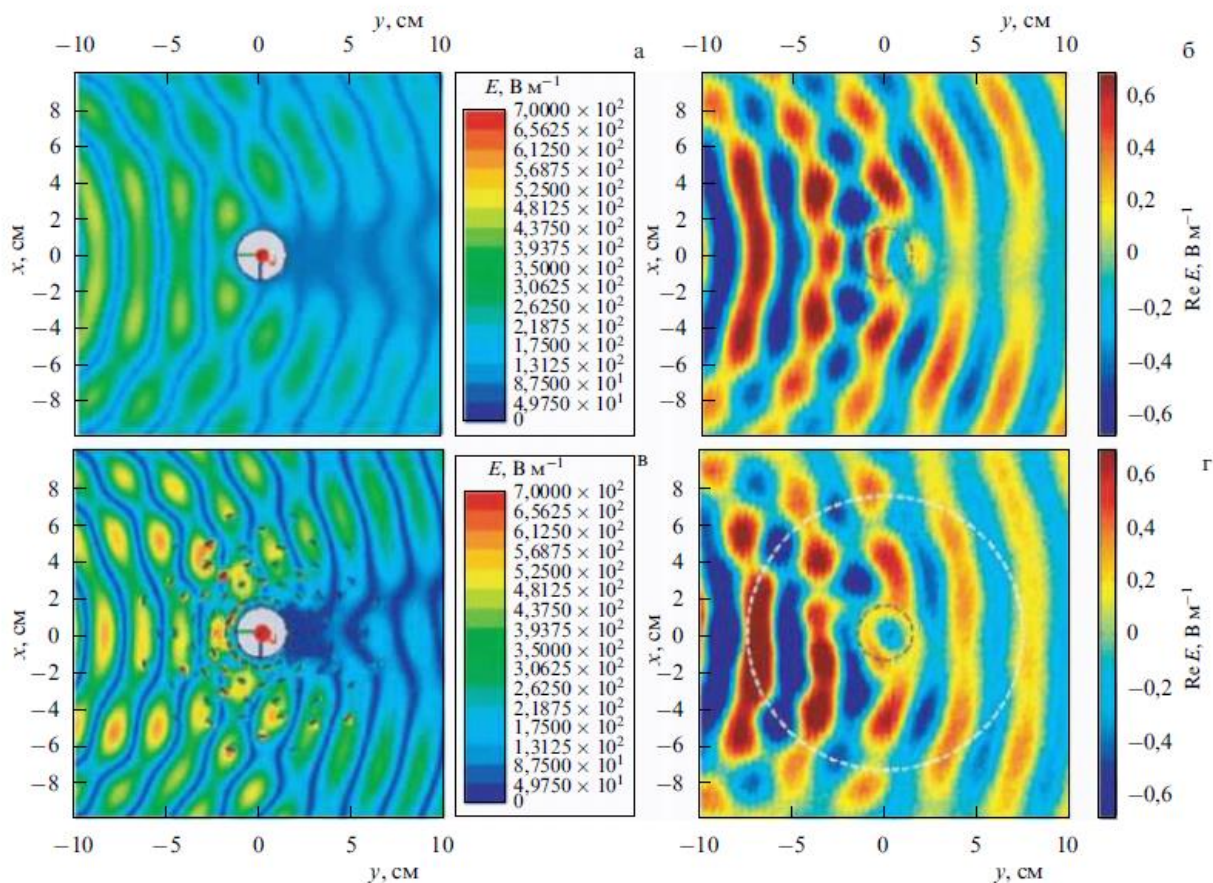
геометрическими параметрами по мере удаления от центра маскирующего устройства, в отличие от более ранних устройств, в которых использовались включения из резонансных элементов с разными параметрами. При использовании спиралей одинаковых размеров изготовление маскирующего устройства упрощается.



Рисунок 1.7. – Экспериментальный макет маскирующего устройства на основе канонических спиралей [109]

Для обеспечения надёжной работы маскирующего устройства в свободном пространстве необходимо компенсировать паразитный (в рассматриваемом случае) материальный параметр метаматериала на основе спиралей – киральность, характеризующую магнитную поляризацию единичного объёма метаматериала электрическим полем и его электрическую поляризацию магнитным полем. Компенсация киральности достигается использованием в маскирующем устройстве равного числа правовинтовых и левовинтовых спиралей. Такое двумерное маскирующее устройство выполняет функциональное назначение в случае небольших по высоте цилиндрических объектов, на которые падают волны, распространяющиеся в горизонтальной плоскости. Тем не менее, оно обладает преимуществом перед большинством других двумерных маскирующих покрытий – оно скрывает объект при его облучении волнами как TE -, так и TM -поляризации и является простым в изготовлении.

В работе [110] в качестве маскируемого объекта был выбран металлический цилиндр диаметром 3 см и высотой 1 см. Моделирование и эксперимент для цилиндра без маскирующего покрытия и цилиндра с маскирующим устройством производились на частоте 8 ГГц. Результаты эксперимента, реализованного в плоскопараллельном волноводе, представлены на рисунке 1.8.



а – без маскирующего устройства; б – с маскирующим устройством на основе спиралей; в – результаты измерения вещественной части амплитуды напряжённости электрического поля для металлического цилиндра без маскирующего устройства и г – со спиральным маскирующим устройством; тёмной штриховой окружностью обозначена поверхность цилиндра, светлой – внешняя граница маскирующего устройства; серый круг на фрагментах а и в – поперечное сечение цилиндра
Рисунок 1.8. – Результаты численного моделирования амплитуды электрического поля в условиях облучения медного цилиндра [110]

Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод о частичном скрывании объекта. Несмотря на то, что уменьшить долю отражённого излучения с использованием маскирующего устройства не удаётся, область тени за цилиндром, помещённым в центре маскирующего устройства, оказывается существенно меньше тени цилиндра, не защищённого

маскирующим устройством. Кроме того, наблюдается практически полное восстановление фронта электромагнитной волны позади замаскированного цилиндра, а усиления отраженного сигнала, предсказанного на основе результатов численного моделирования при наличии маскирующего устройства, экспериментально не наблюдается. Для повышения эффективности рассматриваемого маскирующего устройства необходимо увеличить плотность установки канонических спиралей в каждом слое.

Наиболее полный обзор работ по проблеме электромагнитной маскировки материальных тел методом волнового обтекания содержится в статьях [107, 111]. Авторами этих работ описаны эксперименты, в которых доказана осуществимость данного метода маскировки, рассмотрены особенности расчёта профилей маскирующих оболочек, перечислены основные достижения и отмечены нерешённые задачи.

Киральные элементы перспективны при решении задач маскировки. Задачу волнового обтекания можно попытаться решить с использованием резонаторов, изготовленных в виде цилиндрических спиралей. Варьируя концентрацию таких элементов в каждом слое маскирующей оболочки, можно изменять значения диэлектрической и магнитной проницаемости. Если при этом попарно комбинировать правую и левую спирали и таким образом компенсировать киральные свойства оболочки, то прошедшая волна всегда должна оставаться линейно поляризованной. Это обстоятельство значительно упрощает расчёт при разработке и создании структур, в отношении которых возможна реализация волнового обтекания. Чтобы такая структура являлась не отражающей или слабо отражающей, необходимо использовать спирали со специально выбранными параметрами, при которых подавляется или сильно ослабляется отражение нормально падающей волны.

1.2.3 Метаматериалы на основе элементов спиральной формы и их практические приложения

Изучение трехмерных киральных метаматериалов обусловило открытие новых физических явлений, в частности наблюдение гигантской оптической активности [112] и открытие нового класса метаматериалов с отрицательным показателем преломления [113,114].

Так как метаматериалы имеют уникальные электродинамические свойства: отрицательное преломление [115-118]; сверхвысокое пространственное разрешение, обусловившее создание суперлинзы [47]; волновое обтекание, применимое для скрытия объектов [107]; отрицательное световое давление [119] и др., – интерес к их исследованию продолжает

расти.

Исследования оптически активной среды как возможной основы для реализации отрицательного показателя преломления, были произведены в 1981 году в работе Б.В. Бокутя, В.А. Гвоздева и А.Н. Сердюкова [120], в которой они впервые обосновали, что при достаточно большом циркулярном двулучепреломлении показатель преломления может быть отрицательным для одной из циркулярно поляризованных мод. В работах [121,122] С.А. Третьяков с коллегами и независимо от них Пендри [123] установили перспективность оптически активных сред для реализации отрицательного преломления и применения в качестве суперлинзы для циркулярно поляризованных волн.

В настоящее время разработан ряд искусственных киральных элементов (разомкнутые кольцевые резонаторы, перекрестные резонаторы [124], перекрученные розетки [113], U-образные резонаторы), которые применяются для создания метаматериалов с отрицательным показателем преломления [125]. Создание новых метаматериалов сопровождается их всесторонним исследованием и выявлением возможных практических приложений. В частности обоснована возможность использования метаматериалов, сконструированных на основе металлических элементов, для переключения магнитных и электрических резонансов без изменения частоты – посредством изменения азимута поляризации падающего излучения на 90° [126].

Интерес к планарным метаматериалам связан с возможностью их применения при создании устройств, предназначенных для вращения плоскости поляризации, и циркулярных поляризаторов [127-129]. Резонансы высокой добротности, улавливающие энергию на поверхности метаматериала, были обнаружены в результате асимметричного структурирования [130]. Механизм их формирования связан с антисимметричными колебаниями тока, которые могут приводить также к состоянию прозрачности метаматериала, аналогичной прозрачности, индуцированной электромагнитным полем [131, 132]. Возможность создания на основе плоского метаматериала устройства, способного генерировать лазерное излучение, рассматривалась в статьях [133,134]. В работе [135] сообщалось о реализации направленно асимметричного распространения излучения через двумерный киральный метаматериал.

Особый интерес вызывают искусственные метаматериалы, сконструированные с использованием элементов-спиралей, в свойствах которых обнаруживается сходство с природными спиралевидными объектами типа ДНК.

1.2.3.1 Метаматериалы спиральной формы. Как указывалось в разделе 1.3, в течение длительного времени, начиная с конца XIX – начала XX века изучались электромагнитные и оптические свойства структур винтовой формы. В 1920 году К. Линдман исследовал изотропные искусственные киральные среды, изучая массивы случайно ориентированных металлических спиралей размера меньше длины волны [136].

Известный принцип масштабирования был использован для изучения спиралей в работе [137], в которой оптическая активность ориентированных медных спиралей была исследована экспериментально.

Оптическая активность и круговой дихроизм являются хорошо известными эффектами в области оптики и электродинамики. В настоящее время представляет интерес изучение микроразмерных спиралей в связи с возможностью их применения в качестве элементов метаматериала и в целях изучения его свойств – теоретически, экспериментально и посредством компьютерного моделирования.

В работе [138] показано, что золотая спираль микроскопических размеров может выполнять функции кругового поляризатора в широком частотном диапазоне. Этот эффект фильтрации циркулярно поляризованной моды имеет место при распространении волны вдоль оси спирали.

В работе [139] с помощью компьютерного моделирования показано, что частотный диапазон, в котором возможно проявление кругового дихроизма в наноматериале, можно увеличить почти в два раза с использованием двухцепочечных спиралей. В работе [140] показано, что оптимальной является двухцепочечная конфигурация спирали; при увеличении количества нитей в спирали (до трёх, четырёх и более) диапазон проявления дихроизма наноструктурами не расширяется. Эти выводы справедливы и в случае распространения волн вдоль оси спирали.

В работе [141] показана возможность конструирования метаматериалов, не проявляющих оптической активности, посредством соединения в единой структуре металлических спиралей с разной киральностью. Отрицательная диэлектрическая или магнитная проницаемость такого метаматериала может быть реализована в условиях чисто электрических или магнитных резонансов, индуцированных в спирали падающим линейно поляризованным светом.

1.2.3.2 Молекулы спиральной формы. Наряду с искусственными спирально структурированными системами представляют интерес и природные объекты аналогичного строения.

Спиральная форма является одной из самых распространенных конформаций, характерных для жизненно важных молекул. Молекулы таких

веществ как дезоксирибонуклеиновая кислота (ДНК), рибонуклеиновая кислота (РНК), белки (их вторичная структура), пептиды, коллаген и других имеют спиральную форму, целесообразность которой очевидна. Очень длинные молекулы, свернутые в спираль, компактны и очень эффективно организованы в пространстве. Другая особенность длинных молекул, обусловленная их спиральной формой, заключается в высокой их доступности для связи с окружающими белками, что имеет большое значение, например, при транскрипции и репарации ДНК.

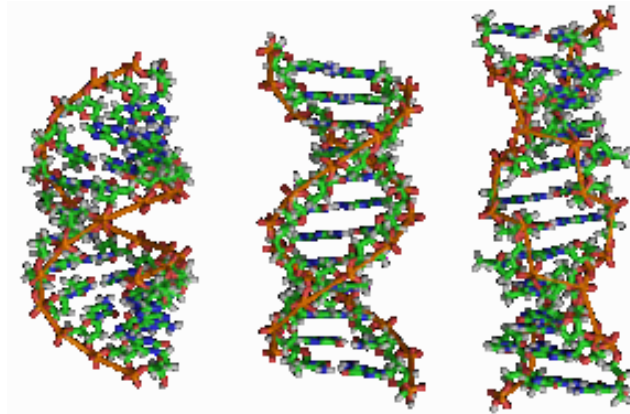
Большинство спиральных молекул имеет высокую киральную чистоту. Например, В-ДНК преимущественно встречается в природе в варианте правовинтовой конформации; то же характерно для вторичной структуры белков. Происхождение киральной чистоты спиральных молекул до настоящего времени остается без достаточно обоснованного научного объяснения. Высказывается гипотеза о причинной обусловленности киральной чистоты винтовым движением электронов в атомах, происходящим под действием так называемых Z-сил слабого взаимодействия [142].

Макромолекула В-ДНК – типичный пример двойной спирали. Двойная спираль ДНК (иное её название – двухцепочечная форма В-ДНК) была обнаружена Джеймсом Уотсоном и Фрэнсисом Криком в 1953 году [143]. В структуре молекулы ДНК были найдены четыре основания: аденин (его обозначают А), цитозин (С), гуанин (G) и тимин (Т). В результате прикрепления их к сахарам/фосфатам формируется законченный нуклеотид. В водной среде клетки конъюгированные π -связи нуклеотидных оснований выстраиваются перпендикулярно оси молекулы ДНК; при этом минимизируется их взаимодействие с сольватной оболочкой.

ДНК встречается в природе в трёх основных формах: А, В и Z (рисунок 1.9). Молекулы А- и В-ДНК правовинтовые, а молекула Z- ДНК – левовинтовая. Так как наиболее распространенной для большинства живых существ является В-конформация ДНК, далее будем рассматривать только В-ДНК; опуская в обозначении указание типа конформации, будем использовать аббревиатуру ДНК.

Макромолекула ДНК сформирована из двух спиральных цепей (рисунки 1.10, 1.11), завитых с шагом равным 3,4 нм и радиусом витка 1,0 нм вокруг общей оси [143]. По данным другого исследования [145], полученным при измерении в определённом растворе, диаметр цепи ДНК варьирует от 2,2 нм до 2,6 нм, а шаг – в пределах $(3,34 \pm 0,10)$ нм. Такая структура молекулы ДНК характерна для всех биологических видов. Так как посредством ДНК обеспечивается хранение, передача из поколения в поколение и реализация

генетической программы развития и функционирования живых организмов, и всё большее распространение получает генная инженерия, актуальность проблемы точного определения геометрических размеров и параметров ДНК повышается.



Слева направо –А-ДНК, В-ДНК, Z-ДНК

Рисунок 1.9. – Конформационная структура молекул ДНК [144]

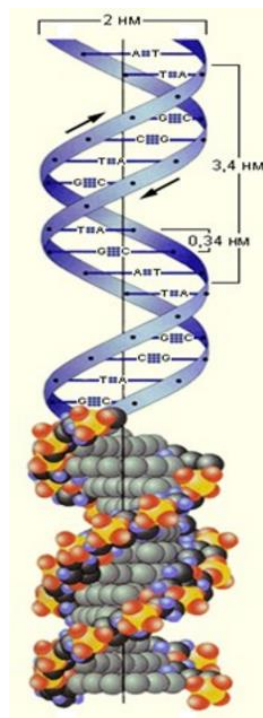


Рисунок 1.10. – Схематическое изображение фрагмента молекулы ДНК



Слева – РНК, справа – ДНК

Рисунок 1.11. – Схематическое изображение спиральных макромолекул

Хотя длина каждого из повторяющихся звеньев цепи очень мала, полимеры ДНК могут быть очень крупными молекулами, содержащими миллионы нуклеотидов. Например, крупнейшая хромосома человека состоит приблизительно из 220 миллионов пар оснований [146]. Это означает, что ДНК можно рассматривать как макромолекулу и, следовательно, к ней применимы принципы классической электродинамики.

1.3 Методы изготовления метаматериалов

Уникальность свойств метаматериалов и перспективность их практического применения обусловили разработку методов и технологических процессов их конструирования и изготовления. Выделим в отдельные группы методы, базирующиеся на использовании природных структурных элементов (таких как ДНК), и методы, основанные на создании искусственных материалов, составленных из повторяющихся в заданном порядке структурных элементов. Рассмотрим кратко их суть и характерные особенности.

1.3.1 Нанотехнологии на основе ДНК

Нанотехнологии на основе ДНК (англ. термин *DNA nanotechnology*) – разработка и изготовление искусственных структур из нуклеиновых кислот для технологического использования. В этой технологии нуклеиновые кислоты используются не в качестве носителей генетической информации в живых клетках, а как конструкционный материал, что обуславливает причисление её к бионанотехнологиям.

Технология на основе ДНК базируется на строгих правилах спаривания оснований нуклеиновых кислот, в соответствии с которыми возможно формирование прочной жёсткой структуры двойной спирали только при связывании вместе таких частей нитей, которые дополняют друг друга, или, иными словами, – в результате формирования комплементарных последовательностей оснований. В соответствии с этими правилами имеется потенциальная возможность проектирования последовательности оснований и выборочной сборки сложной структуры с точно настроенными наноразмерными компонентами и заданными свойствами.

В 1987 году Надрианом Симаном и его коллегами [147] впервые была предложена идея использования массивов ДНК в сочетании с другими функциональными молекулами для создания проектированных

искусственных структур в технологических целях. Данная идея основана на особенностях молекулярного распознавания ДНК и других нуклеиновых кислот.

В нанотехнологии на основе ДНК решается задача рациональной локализации наборов нитей ДНК – такой, чтобы желаемые участки каждой нити с правильным позиционированием комбинировались в прогнозируемую целостную структуру.

Хотя эту научную область обычно называют «нанотехнологии на основе ДНК», ее базовые принципы в равной степени относятся и к технологиям конструирования материалов на основе других нуклеиновых кислот, таких как РНК и пептидо-нуклеиновые кислоты (ПНК). Информация о создании таких структур приведена в [148]. Поэтому название «нанотехнологии на основе ДНК» можно считать условным.

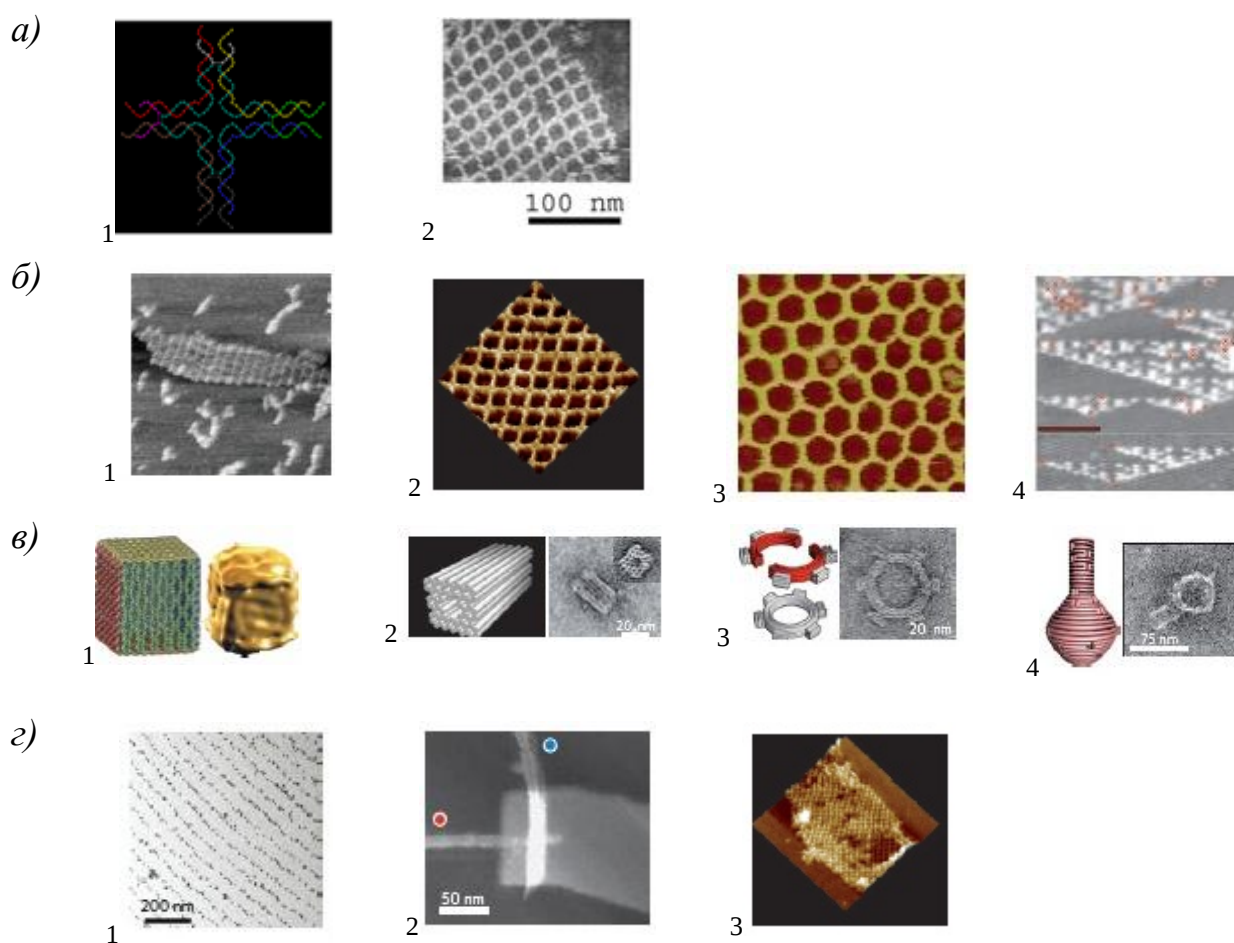
Особенность, отличающая нуклеиновые кислоты от иных материалов и делающая их удобными для построения наноструктур, состоит в том, что возможность сцепления между фрагментами двух молекул нуклеиновых кислот определяется хорошо изученными простыми правилами спаренных оснований. Эта особенность не свойственна другим материалам, например, наночастицам, для которых управляемая самосборка невозможна.

Один из простейших компонентов разветвленных сборок – узел из четырёх отдельных нитей ДНК, части которых комплементарны в определённой схеме. Наиболее прочным структурным элементом, который может быть основным при конструировании протяжённых двумерных и трёхмерных объектов является, прежде всего, так называемый *DX*-массив (*double-crossover*) – две двойные спирали с двумя пересечениями (четырёхсвязными узлами). С использованием таких элементов были созданы такие статические структуры как двух- и трёхмерные кристаллические решётки, многогранники и объекты произвольной формы, нанотрубки, а также такие структуры функционального назначения – молекулярные машины и ДНК-компьютеры.

Для сборки таких структур используются разные методы: плиточное структурирование, когда плитки собираются из более мелких структур; метод перемещения пряжи, с использованием которого создают динамически перестраиваемые структуры; метод ДНК-оригами, применяемый при конструировании складывающихся структур, и другие.

Многие работы, авторами которых использован метод ДНК-оригами, опубликованы в течение последних двух десятилетий [149–154]. На рисунке 1.12, скомпонованном на основе иллюстраций из [153] и других работ, иллюстрированы некоторые достижения в этой области. Ряд

трёхмерных молекул ДНК синтезирован в структуре полиэдра, например, куба или октаэдра [153,154].



**а – 1 – модель плитки из ДНК, используемая для создания другой двумерной периодической решётки;
 2 – АСМ-микрофотография собранной решётки;**

**б – периодические массивы ДНК:
 1 – ДХ-массив плитки; 2 – массив плитки 4×4 ; 3 – массив плитки в виде трехточечных звезд; 4 – ДХ-массив плитки, созданной в результате алгоритмической сборки на основе треугольника Серпинского;**

**в – трёхмерные ДНК-оригами:
 пара изображений 1 – полый бокс; 2 – многослойная квадратная гайка;
 3 – зубчатые шестерни; 4 – наноколба (правая пара изображений);**

**г – ДНК наноструктуры состоящие из гетероэлементов:
 1 – ДХ-массив плитки для организации массивов наночастиц золота;
 2 – ДНК-оригами для сборки углеродных нанотрубок;
 3 – структура белка биотин-стрептавидина в форме плитки 4×4**

Рисунок 1.12. – Примеры объектов структурной ДНК нанотехнологии [153]

Метод нанотехнологии на основе ДНК – один из немногих способов

формирования сложных структур заданной геометрии с точным контролем наноразмерных особенностей, чем обусловлены потенциально его разнообразные приложения. Данное научное направление имеет широкие перспективы для поиска способов практического разрешения важных проблем в структурной биологии и биофизике, включая инженерные.

Одно из возможных приложений относится к области кристаллографии и связано с организацией и ориентированием в трёхмерной решетке нуклеиновой кислоты таких молекул, которые трудно кристаллизуются самостоятельно; в результате исследования таких структурированных объектов возможно определение структуры молекул. Стержни ДНК-оригами были использованы также для замены жидких кристаллов в экспериментах по обнаружению остаточных дипольных соединений в белках методом ЯМР-спектроскопии.

Было высказано предположение, что способность массивов из молекул нуклеиновых кислот к организации других молекул может применяться в электронике – при создании элементов молекулярных масштабов. При этом сборка молекулярных электронных элементов (таких, как молекулярные провода) будет происходить одновременно со сборкой решётки из молекул нуклеиновых кислот [150]. Предполагается также, что наноструктуры на основе молекул нуклеиновых кислот могут быть приняты за основу при разработке способов управления размещением наноразмерных компонентов в общей композиционной схеме.

Потенциальные приложения нанотехнологий на основе ДНК в наномедицине связывают с возможностью производства вычислений в биосовместимом формате и возможностью производства так называемых «умных лекарств» и их локальной доставки в зону терапевтического воздействия. Одна из таких систем была исследована с использованием полых боксов на основе ДНК, содержащих белки, которые вызывают гибель раковых клеток; такие боксы должны открываться, только приблизившись непосредственно к раковой клетке [155].

1.3.2 Методы создания искусственных киральных материалов и метаматериалов

Наряду с нанотехнологиями на основе ДНК на протяжении последних двадцати лет совершенствовались методы изготовления новых искусственных киральных, спирально-структурированных материалов и метаматериалов разных типов.

Как уже указывалось ранее концепция киральности с начала девятнадцатого века сыграла важную роль в химии [7, 156, 157], оптике [158, 159], и физике элементарных частиц [160].

В 1811 году Араго [4] обнаружил, что кристаллы кварца вращают плоскость поляризации линейно поляризованного света и, следовательно, являются оптически активными. Вскоре после этого Био [5, 161-163] обнаружил, что оптическая активность характерна не только для кристаллических твердых тел, но проявляется и в других средах, таких как скипидар и водный раствор винной кислоты. Эти открытия обусловили поиск решения фундаментальной проблемы об определении основной причины оптической активности. В 1848 году Луи Пастер [7], ученик Био, постулировал, что оптическая активность среды обусловлена киральностью её молекул.

Таким образом, Пастер стал основоположником стереохимии. В 1920 году и 1922 году Линдман [164, 165] разработал макроскопическую модель оптической активности, в которой вместо света использовались микроволны, а вместо киральных молекул – проволоочные спирали. Обоснованность данной модели была проверена Пикерингом [166].

Как отмечено в разделе 1.3, искусственные среды, составленные из множества беспорядочно ориентированных коротких проводов, скрученных в спираль и вложенных в фиксирующую их среду, еще в 1914 году исследовал Линдман [65]. В микроволновом диапазоне Линдман и Пикеринг получили результаты, аналогичные результатам, полученным в оптическом диапазоне.

В последние несколько десятилетий в связи с прогрессом в области технологий разработаны новые искусственные киральные, спиральноструктурированные материалы и метаматериалы, в том числе планарные и объёмные. На ранних этапах исследования искусственные киральные материалы обычно получали посредством включения случайно ориентированных проводящих киральных объектов в подложку. В дальнейшем – с развитием технологий и в зависимости от диапазона длин волн, для которого предназначались образцы, – использовались различные способы изготовления метаматериалов.

В настоящее время известно достаточно большое число методов получения метаматериалов и способов их реализации. С одной стороны, это обусловлено разнообразием метаматериалов и их свойств, а с другой – способствует расширению ассортимента материалов данного класса, созданию новых, уникальных образцов.

Основные требования, которым должны соответствовать методы получения метаматериалов следующие:

- получение метаматериала контролируемого состава с воспроизводимыми свойствами;
- обеспечение временной стабильности метаматериалов, в первую очередь – защиты поверхности элементов от самопроизвольного спекания и окисления в процессе изготовления;
- получение метаматериалов из элементов определённых размеров, при этом распределение элементов по размерам, при необходимости, должно быть достаточно узким;
- высокая производительность и экономичность.

Необходимо отметить, что в настоящее время не существует метода, который в полной мере соответствует всей совокупности требований.

В зависимости от цели изготовления и назначения образца, а также от используемого диапазона длин волн применяют различные технологии изготовления метаматериалов, каждая из которых имеет свои преимущества и недостатки.

Вблизи границ терагерцового и оптического диапазонов технологии изготовления метаматериалов во многом пересекаются с нанотехнологиями. Для формирования микро- и наноразмерных объектов на подложках применяются:

- методы, основанные на химических, фото- и плазмохимических процессах, реализуемых в вакуумных устройствах и из газовой фазы;
- электрохимические методы; анодирование и травление; литография;
- эпитаксия;
- полимерные резисты и процессы их травления;
- мониторинг роста тонких пленок (при изготовлении планарных образцов);
- размерная обработка и др.

Существует технология получения структурированных материалов, в которой в результате самосборки или каталитических химических реакций реализуется укрупнение исходных элементов структуры (атомов и молекул) до частиц нанометрового размера. Например, в процессе формирования живой ткани под действием ферментов, являющихся биологическими катализаторами, аминокислоты, собираются в определённую последовательность.

Автоматизированную технологию производства киральных материалов для микроволнового диапазона одними из первых предложили ученые университета Стелленбош (ЮАР) [167].

В работе [168] предложен способ изготовления метаматериала на основе формирования на пластинах-носителях защитных слоев, на которых формируют, последовательно чередуя между собой, уровни резонансных структур и слои диэлектрика соответственно, затем отделяют сформированные последовательно чередующиеся между собой уровни резонансных структур и слои диэлектрика с защитными слоями от соответствующих пластин-носителей и соединяют последовательно методом монтажа с помощью меток совмещения, расположенных в каждом уровне резонансных структур.

Способ изготовления метаматериала, основанный на технологии поверхностной и объёмной микрообработки с использованием «жертвенного» слоя, предложен в работе [169]. Изготовление метаматериала реализуется в результате следующей последовательности операций: формирования на двух кремниевых пластинах-носителях «жертвенного» слоя - хрома, резонансных структур первого и второго уровней, соответственно, методами микрообработки, формирование полимерных колец, отделение полимерных колец с регулярными резонансными структурами травлением «жертвенного» слоя от кремниевых пластин-носителей, совмещение и сборку резонансных структур первого и второго уровней через слой диэлектрика.

В работе [170] описаны результаты формирования метаматериалов в виде решёток из резонансных и широкополосных планарных элементов методом прямой лазерной гравировки металлизированной полимерной пленки. В работе использовался лазерный гравёр Laser Graver LG 10F15, предназначенный для обработки термочувствительной плёнки в целях формирования фотошаблонов, – в режиме, при котором обеспечивается запись с максимальным разрешением. Результат формирования прямолинейных полос методом абляции алюминированного лавсана представлен на рисунке 1.13.

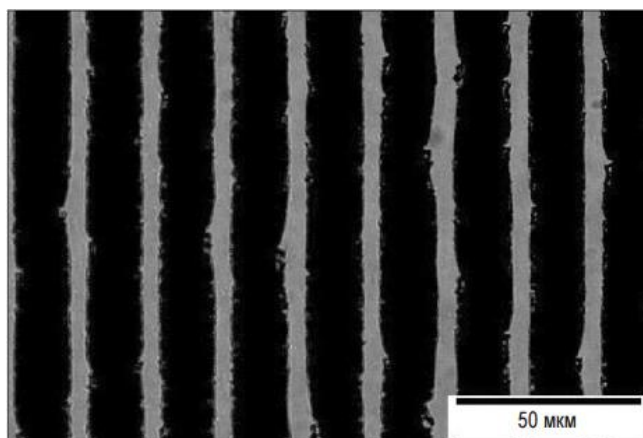


Рисунок 1.13. – Микрофотография поляризатора в проходящем свете

Композиционный материал, полученный из сложенных в стопу простых структур, описанных в [170], может иметь отрицательный показатель преломления и составить основу трёхмерных метаматериалов. Авторами данной статьи акцентируется возможность применения таких материалов для изготовления поляризаторов и полосовых фильтров субмиллиметрового диапазона длин волн.

В настоящее время признаны перспективными для реализации отрицательного показателя преломления в оптической области спектра метаматериалы в виде сетчатых серебряно-диэлектрических структур, которые формируют с использованием термической поляризации стекол – термообработки стекла в постоянном электрическом поле с последующим охлаждением при наличии поля (в англоязычной литературе для её обозначения используется термин «poling»). В работе [171] предложен метод формирования таких метаматериалов на основе серебряносодержащих стекол. Суть метода состоит в процедуре полинга серебряносодержащих стекол с использованием электрода с рельефным рисунком, располагаемого на контактной поверхности. При термообработке поляризованных стекол в атмосфере водорода на поверхности стекла образуется серебряная плёнка, которая повторяет рельеф электрода. Рисунок электрода и глубина модуляции его рельефа определяют геометрические параметры создаваемой на поверхности стекла регулярной сетчатой структуры серебряных наноплёнок. Такие структуры могут иметь вид сплошной плёнки с отверстиями или системы дисков; при этом характерный размер элементов периодической структуры не превышает 500 нм, а толщина плёнок может достигать 30 нм. Складывая полученные структуры в стопу, можно получать двухслойные метаматериалы.

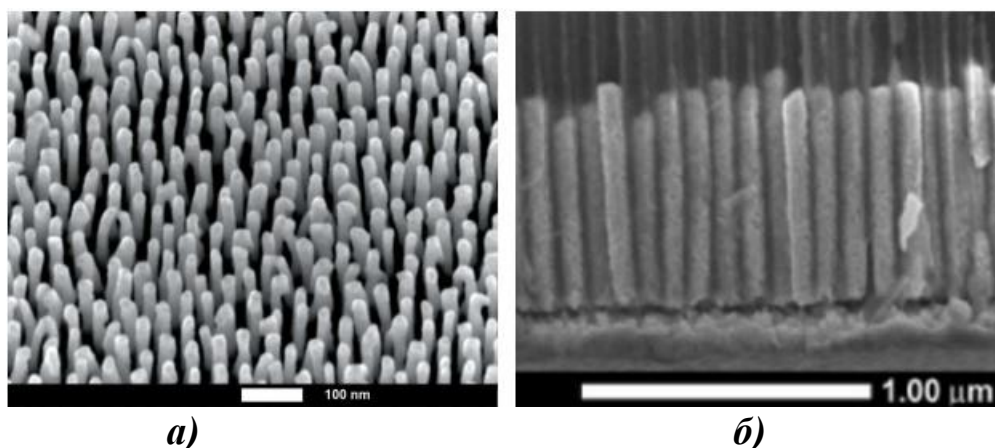
Экспериментальные исследования по полингу стекол производились в целях создания поверхностных слоев и демонстрации их нелинейных оптических свойств (линейного электрооптического эффекта Поггеля, генерации второй гармоники и др.) [172] – как подтверждения анизотропии материала в слое.

Объяснить возникновение нелинейных оптических свойств можно тем, что в стеклообразном материале разрушается центральная симметрия (изотропия) и в этих слоях появляется полярная ось, существующая благодаря так называемому «замороженному» электрическому полю. Это поле возникает благодаря смещению под действием приложенного при высокой температуре постоянного электрического поля, заряженных частиц (ионов, заряженных дефектов) стекла в сторону катода [173–175]. После охлаждения образца эти частицы не могут вернуться в исходное положение

из-за низких коэффициентов диффузии при комнатной температуре, а также частичной компенсации дефицита заряда в поляризованном слое ионами водорода, которые, поступают из атмосферы в виде ионов гидрония H_3O^+ [176].

Перспективными метаматериалами являются также гиперболические среды – одноосные материалы, для основных компонентов которых знак диэлектрической проницаемости различен. Примером успешной реализации таких материалов в оптическом диапазоне частот является создание среды из металлических нанопроводов, сформированных в результате заполнения металлом диэлектрических пористых матриц.

В обзорной статье [177] на основании анализа результатов исследований различных авторов рассмотрен процесс изготовления диэлектрических матриц с встроенной упорядоченной структурой на основе Al_2O_3 (нанопористой матрицы на основе анодированного оксида алюминия (АОА)) с использованием метода анодирования, а также дано описание процесса заполнения таких матриц металлами – с применением метода электрохимического осаждения. Методом электрохимического осаждения были успешно получены массивы нанопроводов из разных металлов (рисунок 1.14): Au [178-182], Ag [183], Ni [184], Co [185], Cu [186], Pd [187].



а – массив свободностоящих нанопроводов из золота, полученный после удаления нанопористой матрицы АОА и заполнения пор золотом [180];
б – скол нанопористой матрицы АОА, заполненной золотом [179]

Рисунок 1.14. – Фотоизображения образцов, полученные с использованием сканирующего электронного микроскопа

Одним из самых распространённых методов, применяемых для получения наноструктур и метаматериалов, является литография. Типичные технологические этапы процесса литографии следующие:

- очистка подложки;

- формирование маски из резиста – органического материала, чувствительного к воздействию какого-либо высокоэнергетического излучения (оптического, рентгеновского, потока ионов или электронов): нанесение на подложку, сушка;

- экспонирование;
- проявление;
- травление;
- удаление резиста.

Тип используемого воздействия во многом определяет все этапы литографического процесса, включая выбор материалов и схем оптических систем, требования к маскам, подложкам и т.д. Поэтому классификацию литографических методов обычно производят именно по этому параметру и различают следующие методы литографии:

- оптическая литография;
- электронно-лучевая литография;
- ионно-лучевая литография;
- литография без применения излучения (печатная литография).

Оптическая литография получила широкое распространение при изготовлении вычислительной техники на основе элементов полупроводниковой электроники. Метод основан на облучении резиста излучением с длиной волны от 1 до 1000 нм.

Методы оптической литографии классифицируются также по применяемой схеме контроля освещённости: различают схемы с различным взаимным расположением маски и резиста, а также схемы проецирования с использованием дополнительных оптических систем.

Электронная литография может производиться как в результате последовательного формирования топологического рисунка на слое резиста сфокусированным единичным электронным лучом, так и посредством одновременной проекции всего рисунка. Такие же способы формирования рельефного рисунка используются и в ионной литографии.

Таким образом, выделяют схемы контактной, бесконтактной и проекционной литографии.

Трёхмерная лазерная литография основана на двухфотонном поглощении света фоточувствительным веществом и применима для создания трёхмерных микроструктур с пространственным разрешением до 100 нм. При фокусировке светового пучка фемтосекундного лазера в объеме прозрачного фоточувствительного материала в области, прилежащей к фокусу применяемой оптической системы, происходит полимеризация, обусловленная нелинейным поглощением света. Этот же принцип лежит в

основе работы конфокального лазерного сканирующего микроскопа, в котором трёхмерное изображение образца формируется в результате последовательного сканирования его слоёв. В трёхмерной лазерной литографии светочувствительный материал сканируют, перемещая световой пучок и производя его фокусировку по заданной программе, обеспечивая при этом формирование трёхмерных структур произвольной формы. В результате сочетания конфокальной лазерной микроскопии с использованием инфракрасных фемтосекундных лазеров на основе титан-сапфира удалось изготовить истинно трёхмерные структуры [188], характерные размеры которых не ограничены дифракционным пределом.

Двухфотонная лазерная литография отличается от традиционных литографических методов следующими преимуществами:

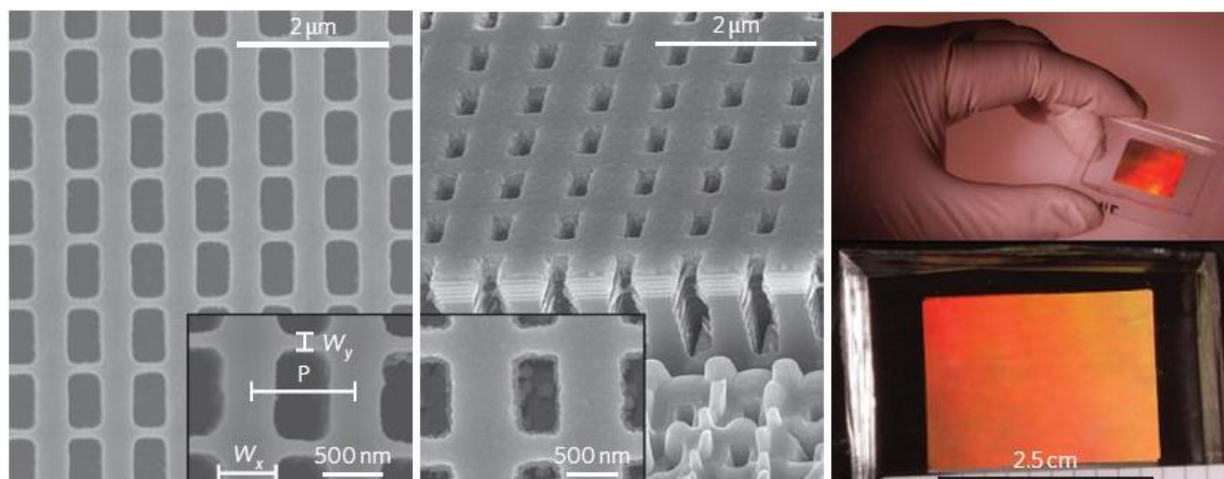
- возможностью трехмерного структурирования;
- схожестью по многим признакам системы двухфотонной литографии со схемой конфокальной сканирующей лазерной микроскопии и отсутствием вакуумирования, определяющим относительную простоту эксплуатации установки;
- возможностью быстрого изменения дизайна и многократного изготовления идентичных образцов, так как необходимая форма объекта задается с помощью компьютерной программы и для изготовления структур не требуется маски или пресс-формы.

В работе [189] предложен печатный метод изготовления трёхмерных структур (*nanotransfer printing*). На первом этапе литографическим методом (*soft nanoimprint lithography*) изготавливается шаблон-печать, который далее может быть многократно использован для печати требуемой структуры на подложке.

На левом фрагменте рисунка 1.15 представлено изображение рельефа, сформированного на кремниевой заготовке. После изготовления шаблона на него методом электронно-лучевого напыления из газовой фазы наносятся чередующиеся слои Ag и MgF_2 – всего 11 слоёв суммарной толщиной 430 нм (центральный фрагмент на рисунке 1.15). Затем к шаблону прикладывается подложка из полидиметилсилоксана (*polydimethylsiloxane*) и на подложке формируется "оттиск" чередующихся слоёв серебра с отверстиями и фторида магния – структуры с отрицательным показателем преломления (правый фрагмент на рисунке 1.15). Затем остатки материала удаляются из шаблона, чтобы подготовить его к очередному циклу печати.

В отличие от литографии, преимуществами печатного метода являются: низкие рабочие температуры; отсутствие тепловой и химической деградации материала; возможность печати на подложках большой площади.

Изготовление метаматериалов всё еще является сложной лабораторной задачей, а их промышленное производство связывают с относительно далёкой перспективой. Тем не менее, авторы статьи [190] предложили технологию, пригодную для производства метаматериалов класса, известного как *"fishnet metamaterials"* («рыболовная сеть» или «ажурные метаматериалы»).



Слева – изображение шаблона; в центре – изображение шаблона с нанесённой одиннадцатислойной структурой; справа – внешний вид готовой структуры
Рисунок 1.15. – СЭМ-изображения, соответствующие разным этапам изготовления образца печатным методом

Оптические метаматериалы, как правило, состоят из повторяющихся мельчайших металлических конструкций. Под действием света определённой частоты, падающего на них, внутри каждой структуры индуцируется осциллирующее поле. Поля, индуцированные в разных структурах, могут резонировать между собой; следствием этого может быть спроектированное при создании структуры поведение всего массива.

Метаматериал типа *"fishnet metamaterials"* представляет трехмерную структуру, состоящую из нескольких повторяющихся вертикально стоящих частей, которые размещены поверх более крупных горизонтальных.

Таким образом, существует несколько подходов в формировании трёхмерных структур. Первый заключается в тщательном структурировании отдельных слоёв и укладывании их друг на друга. Этот процесс сложен и трудоёмок из-за необходимости тщательного выравнивания каждого слоя. Второй подход состоит в создании шаблона-подложки, который удаляется после нанесения на него последующих слоёв и перемещения полученной многослойной структуры на подложку, на которой формируется образец. Для этого подхода характерны свои ограничения, одним из которых является то,

что общая толщина получаемого метаматериала не превышает десятков нанометров, вследствие чего ограничивается число возможных резонансов. Авторам работы [190] удалось изготовить с использованием шаблона-подложки метаматериал типа "*fishnet metamaterials*" толщиной 300 нанометров. Далее с применением так называемой техники трёхслойного подъёма ("*trilayer lift-off*"), в которой применяется копирование временной подложки из фоторезиста на слой диоксида кремния, под которым расположен второй слой фоторезиста, они создали материал, состоящий из пяти бислоёв, для которого возможен сильно выраженный характерный резонанс. Авторы статьи [190] полагают, что с использованием данной техники возможно создание трёхмерных наноматериалов большой площади, что обусловит ускорение их практического применения.

1.4 Методы изготовления фотонных кристаллов и модификации их свойств

В настоящее время техника лазерной литографии широко применяется для создания микро- и нанофотонных структур, в частности для формирования трёхмерных рисунков в фоторезисте. В данной технологии для создания фотокартины различных материалов используются нелинейные оптические процессы, такие как двухфотонная фотополимеризации, лазерная абляция или оптический пробой, индуцированный в зоне фокусировки лазерного пучка. В результате фоторисования оптические свойства материалов могут быть сильно модифицированы. Примерами новых оптических материалов, которые можно достаточно быстро создать методом лазерной литографии, являются фотонные кристаллы, дифракционные оптические элементы, частотно-селективные поверхности.

Понятия фотонных кристаллов и метаматериалов важно различать: в метаматериалах, в отличие от фотонных кристаллов, размер включений (так называемых «мета-атомов») и расстояние между ними должны быть существенно меньше длины волны падающего на них излучения.

Существует несколько распространенных методов изготовления фотонных кристаллов: голографическая литография, осаждение под косым углом, прямая лазерная запись (ПЛЗ) (direct laser write – DLW) и др.

Технология прямой лазерной записи позволяет осуществить изготовление трехмерных структур с высоким разрешением. Процесс полимеризации происходит из-за нелинейного поглощения в фокальном объеме, инициированного сфокусированным лазерным лучом сверхбыстрых импульсов. Используя лазерное излучение, интенсивность которого незначительно выше пороговой для нелинейной полимеризации, можно

создать структуры с высоким разрешением. На рисунке 1.16 приведён пример спирального фотонного кристалла, изготовленного методом прямой лазерной записи.

В условиях, когда литографическим методом с использованием прямой лазерной записи структурирован положительный фоторезист, формируется объёмная структура с пустотами желаемой формы. В результате структурирования негативного фоторезиста создаётся диэлектрический шаблон.

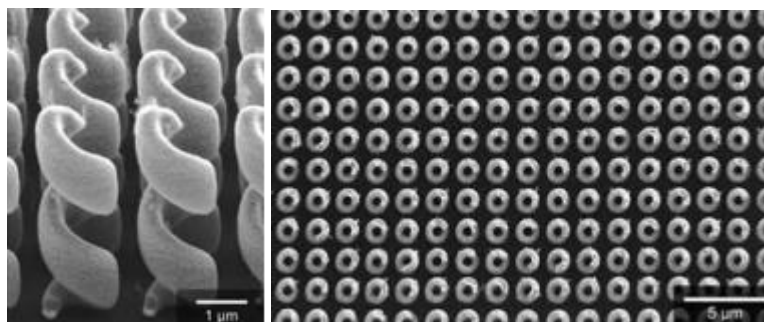


Рисунок 1.16. – Спиральный фотонный кристалл, изготовленный с использованием прямой лазерной записи [138]

В работе [191] при прямой лазерной записи использовано расщепление стимулированного излучения; при этом латеральное разрешение приблизилось к 50 нм и обоснована потенциальная возможность дальнейшего его улучшения. Кроме того, в связи с возможными приложениями метаматериалов в целях обработки изображений сформировался повышенный интерес к созданию и стимулированы научные исследования наноразмерных металлических периодических систем.

Металлические фотонные кристаллы значительно изменяют свойства светового излучения, если длина его волны близка к параметрам, характеризующим периодичность кристаллической структуры. Потенциальные возможности их применения связывают с созданием научно-технических устройств, таких как фильтры, оптические переключатели, сенсоры, устройства отображения, солнечные батареи, лазеры.

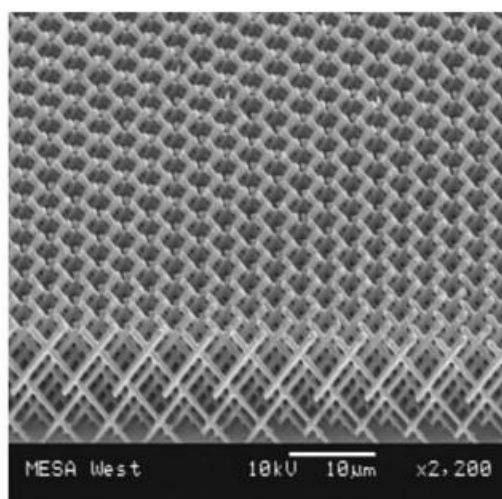
В микроволновом миллиметровом диапазоне и дальней инфракрасной области спектра металлы действуют как почти идеальное зеркало, не поглощающее существенно излучения. Однако изготовление трёхмерных металлических фотонных кристаллов с высоким разрешением в оптическом диапазоне не является простой задачей.

Известны работы, в которых сообщается о попытках изготовления металлических трёхмерных структур, например, в [193] – с использованием осаждения ионов, образовавшихся в условиях многофотонной ионизации

атомов. Однако структуры, полученные таким образом, являются грубыми, что обусловлено пониженной прозрачностью ионов металлов для лазерного излучения используемых длин волн (500–800 нм). Металлические структуры были реализованы также в эксперименте с использованием микроволновых волн и традиционных литографических методов [194]. Однако число слоёв в структурах, создаваемых литографическими методами, ограничено, и стыковка каждого слоя с предыдущим является достаточно сложной задачей.

Иной механизм металлизации обеспечивается в процессе гальванизации [195]. Пустоты в массиве из положительного фоторезиста могут быть заполнены некоторым металлом в результате гальваностегии, которая является технически простой и недорогой процедурой. Необходимо подать напряжение смещения между прозрачным электродом, закреплённым на подложке, и макроскопическим электродом с потенциалом противоположного знака, установленным в химическом стакане. Осаждение металла может осуществляться даже без приложения какого-либо внешнего электрического потенциала. В целом процесс характеризуется селективным восстановлением ионов металла на поверхности каталитического субстрата, погруженного в водный раствор, содержащий ионы металла, с непрерывным осаждением на подложке путем каталитического действия самого депозита.

На рисунке 1.17 представлено СЭМ-изображение массива типа «поленница».



Массив металлизирован золотом с использованием процесса гальванизации

Рисунок 1.17. – Фотонный кристалл типа «поленница» [195]

Для металлизации массивов из негативного фоторезиста можно последовательно произвести осаждение на его поверхность слоя оксида кремния или оксида титана толщиной порядка атомарных размеров, а затем – химическое осаждение металла (например, серебра) из паровой фазы.

Предварительная дополнительная обработка – активирование поверхности – производится в целях повышения адгезии металла к поверхности. Качество, структурная целостность и разрешение структур зависит от используемого материала и этапа обработки поверхности. Так как плотностью связывания металла в структуре нельзя управлять, качество металлизации может варьироваться, даже если обеспечены очень хорошее разрешение и структурная целостность покрытия. Кроме того, металлизация не является избирательной: вместе с поверхностью формируемой структуры активируется также и подложка. Поэтому часто требуются дополнительные меры для удаления металлизированной подложки из структуры [196]. Для устранения данной проблемы разработан альтернативный подход, связанный с использованием фотополимера, легированного специальными добавками для связывания металла. При этом металлизация является селективной, плотностью и распределением центров связывания можно управлять, а разрешение, структурная целостность и ограничение качества металлизации зависят только от качества используемого фотополимера [197].

1.5 Оптические 2D- и 3D- метаматериалы

При современном уровне развития технологий возможно создание компактных настольных установок лазерной литографии, например, таких как изображённая на рисунке 1.18, предназначенная для создания трёхмерных микро- и наноструктур на основе доступных фоторезистов [198].



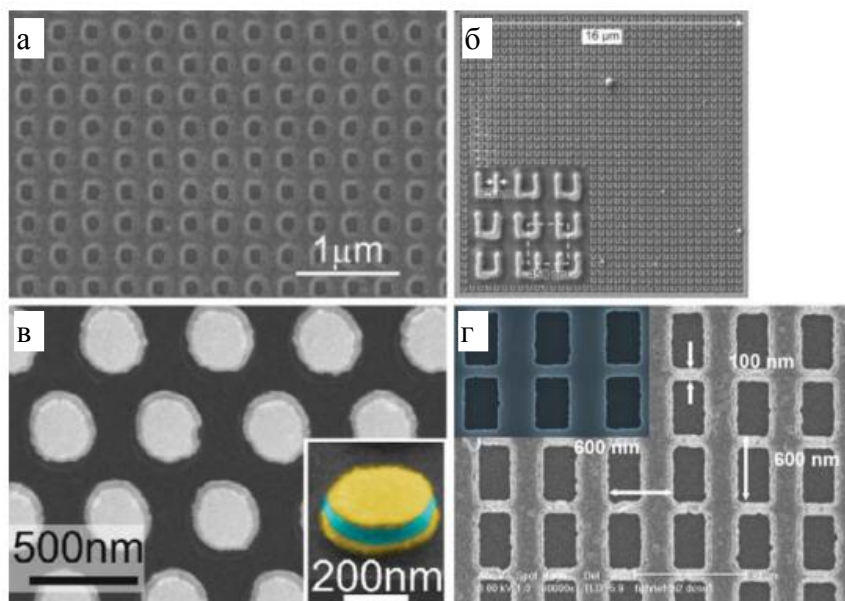
Рисунок 1.18. – Лазерная система для трёхмерной литографии и 3D-принтер производства Nanoscribe GmbH

Несмотря на простоту эксплуатации, установка соответствует требованиям в отношении прецизионности, и с её использованием осуществляется синтез таких сложных структур как трёхмерные фотонные кристаллы и оптические метаматериалы; трёхмерные скелетные конструкции заданной формы, необходимые для обеспечения роста клеток и их

функционализации – для нужд биологии; прототипы механических метаматериалов и другие трёхмерные микро- и наноструктуры заданной геометрии. В 3D лазерных литографических системах последнего поколения, таких как Nanoscribe, Photonic Professional GT, обеспечивается быстрый синтез микро- и субмикронных структур практически произвольно сложной формы методом двухфотонной полимеризации. Значительное увеличение скорости записи достигается благодаря интегрированной в установку гальванической системы зеркал, которые обеспечивают прецизионное отклонение лазерного пучка и осуществление записи в зоне его фокусировки. С использованием данного метода возможно быстрое изготовление 3D микро- и субмикронных структур относительно большой площади.

В настоящее время создана также компактная настольная система прямой лазерной записи [198], разработанная с учётом требований, предъявляемых к точности изготовления фотонных структур и оптических метаматериалов. Для данной системы характерна высокая степень автоматизации и воспроизводимости процесса при сохранении гибкости в обеспечении параметров, необходимых для широкого круга конкретных приложений. В компании Nanoscribe GmbH, основанной в 2007 году группой ученых Технологического института Карлсруэ (Karlsruher Institut für Technologie), которые специализируются в разработке оборудования, необходимого при производстве метаматериалов и материалов для фотоники, разработана система высокоскоростной 3D микро- и нанопечати. Скорость, точность и высокое пространственное разрешение, свойственные 3D-принтерам, в комплексе обеспечивают необходимые условия для реализации новых проектов в области оптических 3D- метаматериалов [198].

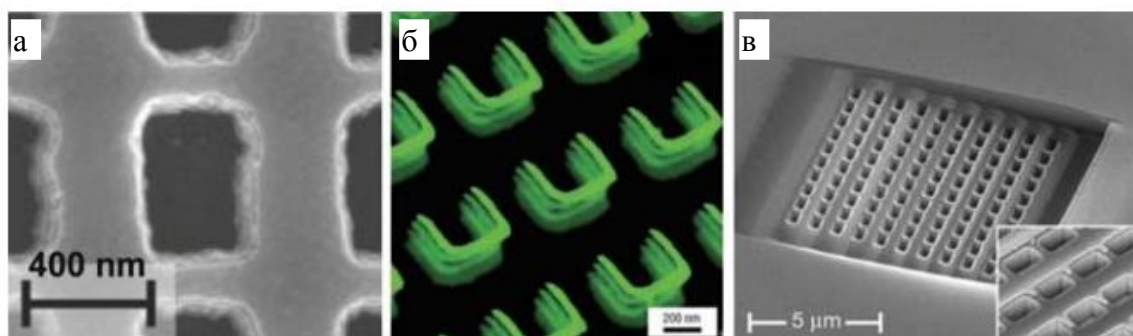
На рисунке 1.19а показано СЭМ изображение метаматериала с отрицательным показателем преломления, предназначенного для работы на частоте красного света и изготовленного методом электронно-лучевой литографии [199]. Созданный указанным методом массив плоских сплит-ринг-резонаторов, для которых магнитный резонанс проявляется в ближней ИК области, изображён на рисунке 1.19б [200]. Возможность создания крупномасштабных 2D шаблонов, иллюстрирована на рисунке 1.19в, где изображён гексагональный массив так называемых "нанобургеров". Данный массив изготовлен методом трёхлучевой интерференционной литографии, в котором для получения трёх когерентных пучков лазерный источник дополняется пирамидальной призмой [201]. Наконец, на рисунке 1.19г представлено СЭМ-изображение так называемой ажурной структуры, изготовленной методом нано-импринт-литографии и характеризующейся отрицательным показателем преломления в ближнем ИК диапазоне [202].



a – материал с отрицательным показателем преломления на частоте красного света, изготовленный методом электронно-лучевой литографии [199];
б – массив плоских сплит-ринг-резонаторов, изготовленных методом ионно-лучевой литографии [200]; ***в*** – гексагональный массив из "нанобургеров», изготовленный методом интерференционной литографии [201]; ***г*** – ажурная структура, изготовленная методом нано-импринт-литографии; на вставке изображён твердый шаблон [202]

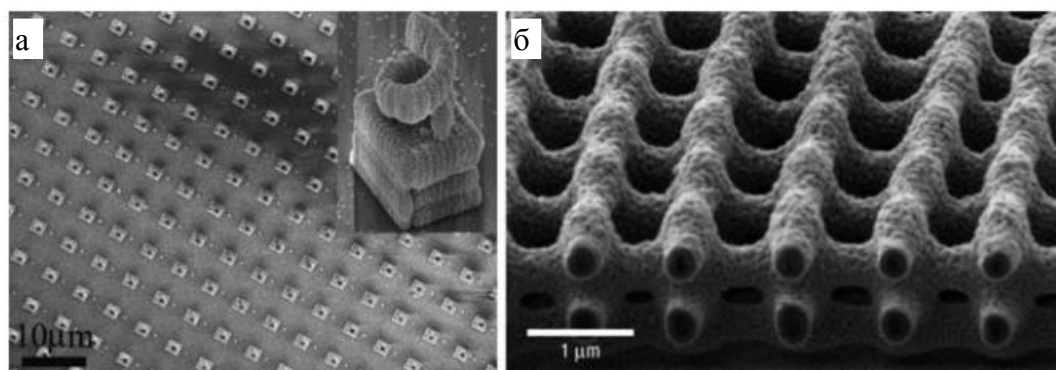
Рисунок 1.19. – Примеры оптических 2D-метаматериалов, изготовленных различными методами

На рисунках 1.20, 1.21 приведены СЭМ изображения оптических 3D метаматериалов, изготовленных разными способами.



a – материал с отрицательным показателем преломления в ближнем инфракрасном диапазоне, состоящий из трех функциональных слоёв, изготовленный методом электронно-лучевой литографии [203];
б – четыре слоя сплит-ринг-резонаторов, изготовленных методом электронно-лучевой литографии [204];
в – материал с отрицательным показателем преломления в видимом оптическом диапазоне, изготовленный методом ионно-лучевой литографии [205]

Рисунок 1.20. – Примеры оптических 3D-метаматериалов, изготовленных методом последовательного формирования слоёв



а – массив покрытых серебром нанопружин, созданный методом двухфотонной полимеризации и химической металлизации; на вставке изображён отдельный элемент структуры [206];

б – 3D-массив наностержней с серебряным покрытием, изготовленный с использованием прямой лазерной записи и химического осаждения из паровой фазы [207]

Рисунок 1.21. – Примеры 3D-наноструктур металл-диэлектрик, изготовленных методом многофотонной полимеризации

1.6 Обоснование выбора объекта исследования

В качестве базисного элемента в искусственных и природных системах в данной диссертационной работе выбрана цилиндрическая спираль, поскольку в ней, при возбуждении электромагнитной волной, одновременно возникают электрический дипольный и магнитный моменты. Сочетание диэлектрических и магнитных свойств является необходимым условием проявления киральности.

Если же киральность не требуется для метаматериала в целом, то она может быть компенсирована путём расположения в нём спиралей с правосторонним и левосторонним закручиванием в равной концентрации.

Существует также возможность создания периодической слоистой среды, сформированной из слоёв (рисунок 1.23), содержащих спиральные или Ω -включения.

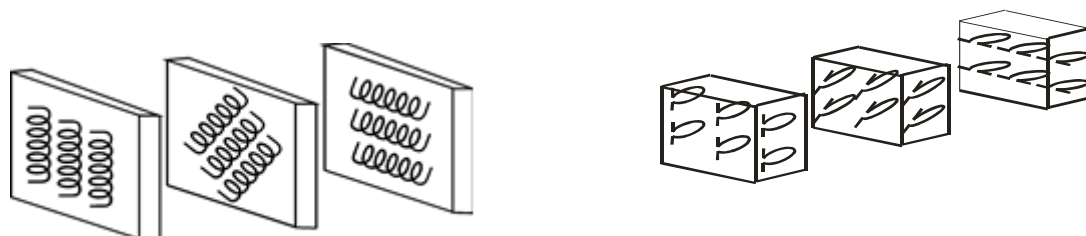


Рисунок 1.23. – Модель макроскопической спирали, состоящей из слоёв, содержащих упорядоченные микроспирали или Ω -образные элементы

Чередующиеся слои могут обладать различными диэлектрическими, магнитными, киральными свойствами, что позволяет моделировать и предсказывать поведение новых сложных композиционных материалов и исследовать электромагнитные свойства таких сред в различных условиях.

С учётом анизотропии таких сред можно создать дополнительные возможности для преобразования характеристик электромагнитных волн, и, следовательно, для управления пучками электромагнитного излучения.

В большинстве опубликованных работ рассматриваемого направления, особенно по тематике, связанной с конструированием спиральных антенн, исследуется распространение падающей или излучаемой волны вдоль оси спирали.

В настоящей диссертации исследовано распространение в метаматериале электромагнитного излучения в направлении, отличном от оси спирали, и оптимальные параметры спирали для преобразования состояния поляризации от линейного к круговому были найдены для не осевого направления распространения падающего и рассеянного поля.

В качестве спирали оптимальной формы в диссертации принята спираль, имеющая особый угол подъёма, при котором в условиях полуволнового резонанса сильное рассеяние циркулярно поляризованных волн происходит в направлении, перпендикулярном оси спирали. Указанный угол подъёма для ДНК-подобной двойной спирали был рассчитан при детальном рассмотрении электромагнитного отклика в каждом элементарном резонансном фрагменте двойной спирали, и на этой основе было воссоздано полное поле рассеяния, сформированное всеми резонансными фрагментами. В этом состоит оригинальность использованного нами теоретического подхода, отличающего данное диссертационное исследование от смежных с ним по тематике.

В отличие от работы [208], в которой рассмотрены длинные цилиндры, поверхность которых обладает винтовой проводимостью, а радиус мал по сравнению с длиной волны излучения, в настоящей диссертационной работе исследования произведены применительно к спиральям с параметрами, не зависящими от их радиуса, и метаматериалам на их основе. Отличительной особенностью таких спиралей является отсутствие зависимости условий, при которых линейно поляризованная волна при отражении преобразуется ими в циркулярно поляризованную, от распределения тока в спирали и ориентации плоскости поляризации падающей волны относительно оси спиралей.

В литературе известно немного работ, в которых изучаются среды, состоящие из цилиндрических спиралей; при этом часто используется их упрощенная модель канонической спирали – рассматриваются разомкнутые

кольца с прямолинейными концами [209 и др.] в целях значительного упрощения расчетов. Цилиндрические спирали, исследуемые в настоящей диссертационной работе, в отличие от канонических, являются гладкими, чем обусловлено улучшение их электромагнитных свойств и упрощение технологии их изготовления.

Потенциальные области применения метаматериалов весьма разнообразны и связаны с дистанционными аэрокосмическими приложениями, созданием датчиков обнаружения и мониторинга инфраструктуры, систем управления солнечными батареями, обтекателей, линз для антенн с большим усилением, систем повышения чувствительности ультразвуковых датчиков [62].

Выводы

В настоящей главе содержится аналитический обзор литературы по теме диссертационного исследования. Дана краткая характеристика искусственных и природных спирально-структурированных систем и приведены их частные примеры: метаматериалы, фотонные кристаллы, ХЖК, ДНК. Оценена возможность различного функционального использования спиральных элементов: для создания среды с одновременно отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости; для электромагнитной маскировки тел методом волнового обтекания.

Рассмотрены существующие методы изготовления метаматериалов и нанотехнологии ДНК, акцентированы их достоинства и недостатки.

Сформулирована гипотеза о возможности использования спирально-структурированных сред для создания слабо отражающих экранов на основе одно- и многослойных киральных структур, а также в целях формирования поглощающих покрытий на основе однородных киральных структур. Указано, что искусственные спирально-структурированные среды могут быть использованы при создании частотных и поляризационно-селективных фильтров и преобразователей поляризации.

Выявлены проблемы, актуальные для решения задач, связанных с конструированием, изготовлением, исследованием и практическим применением метаматериалов, и на этой основе обоснованы выбор объекта исследования и сформулирована цель диссертационной работы, указанная в разделе «Общая характеристика диссертации». Акцентированы отличительные особенности исследований, произведенных в настоящей диссертационной работе, от известных более ранних исследований.

ГЛАВА 2

ЭТАПЫ, МЕТОДЫ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2.1 Этапы и методы исследований

Исследование распространения электромагнитных и акустических волн в искусственных и природных спирально структурированных системах с оптимальными параметрами, произведенное в настоящей работе, реализовано в несколько этапов, на каждом из которых применялись современные эффективные методы. Перечислим основные методы в соответствии с этапами исследований:

а) аналитический расчёт характеристик электромагнитного поля с использованием различных методов классической электродинамики (теории дипольного излучения электромагнитных волн, энергетического подхода), а также спиральной модели молекул кирального вещества;

б) численное моделирование взаимодействия электромагнитного поля с использованием библиотеки подпрограмм FORTRAN, средств математических пакетов Mathcad и MatLab, лицензионного программного обеспечения ANSYS HFSS и COMSOL Multiphysics, предназначенного для численного моделирования электромагнитных процессов и устройств;

в) изготовление образцов – с использованием шаблонов и методом открытой резки – и экспериментальное исследование их свойств в СВЧ диапазоне в безэховой камере;

г) оптимизация расположения структурных элементов и их параметров с использованием: методов электродинамического подобия и масштабирования; пакетов программ ANSYS HFSS и COMSOL Multiphysics;

д) изготовление образцов методом точного 3D наноструктурирования и экспериментальное исследование их свойств в терагерцовом диапазоне;

е) аналитический расчёт и численное моделирование электромагнитных свойств ДНК-подобных структур и образцов ДНК, а также их экспериментальное исследование в сверхвысокочастотном (СВЧ), видимом и ультрафиолетовом (УФ) диапазонах волн;

ж) аналитическое, численное и экспериментальное исследование возможности взаимодействия в кристаллах акустических волн и вращающегося электрического поля в целях выявления эффектов, аналогичных тем, которые имеют место при взаимодействии электромагнитного поля со спиральными структурами.

Благодаря использованию различных методов для изучения одних и тех же физических процессов в ходе исследований была обеспечена возможность сопоставления и критического анализа полученных результатов, проверки их достоверности.

2.2 Методика изготовления двумерных периодических решёток на основе спиральных элементов для сверхвысокочастотного диапазона волн

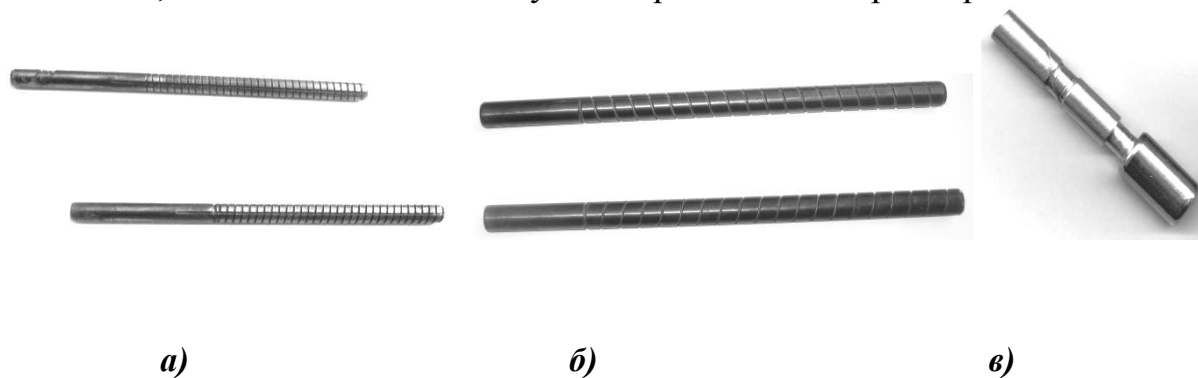
В целях обеспечения идентичности спиральных элементов, составляющих двумерную периодическую решётку, была разработана технология их изготовления, реализуемая посредством следующих технологических операций:

1) наматывание медной проволоки на предварительно изготовленный шаблон, параметры которого рассчитаны заранее (рисунок 2.1), чем обеспечена взаимная идентичность спиральных элементов и точное соблюдение их заданных размеров;

2) отжиг шаблона со спиралью в муфельной печи в течение 10 минут при температуре 300°C , соответствующей температуре рекристаллизации меди ($180\text{--}300^{\circ}\text{C}$) [210];

3) охлаждение и закалка проволоки, а затем – её отпуск, обуславливающий ослабление её упругих свойств;

4) разъединение спирали и шаблона и нарезание по меткам спиральных элементов, полностью соответствующих расчетным параметрам.



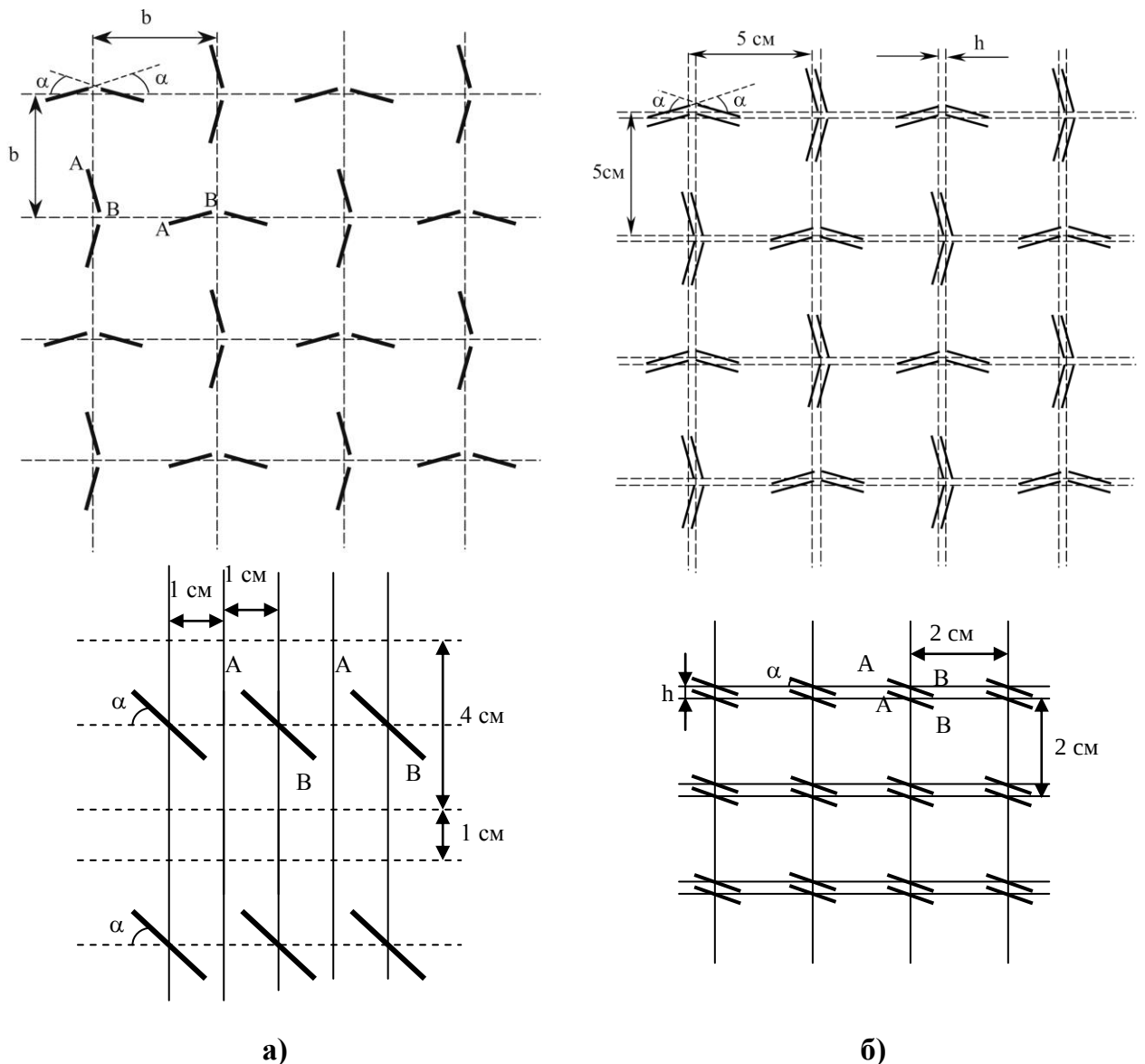
а, б – для навивки правосторонних и левосторонних спиралей;

в – для навивки правосторонних спиралей;

углы подъема спиралей: а – $7,1^{\circ}$; б – $13,6^{\circ}$; в – 53°

Рисунок 2.1. – Фотографии шаблонов для изготовления спиральных элементов с разными углами подъема

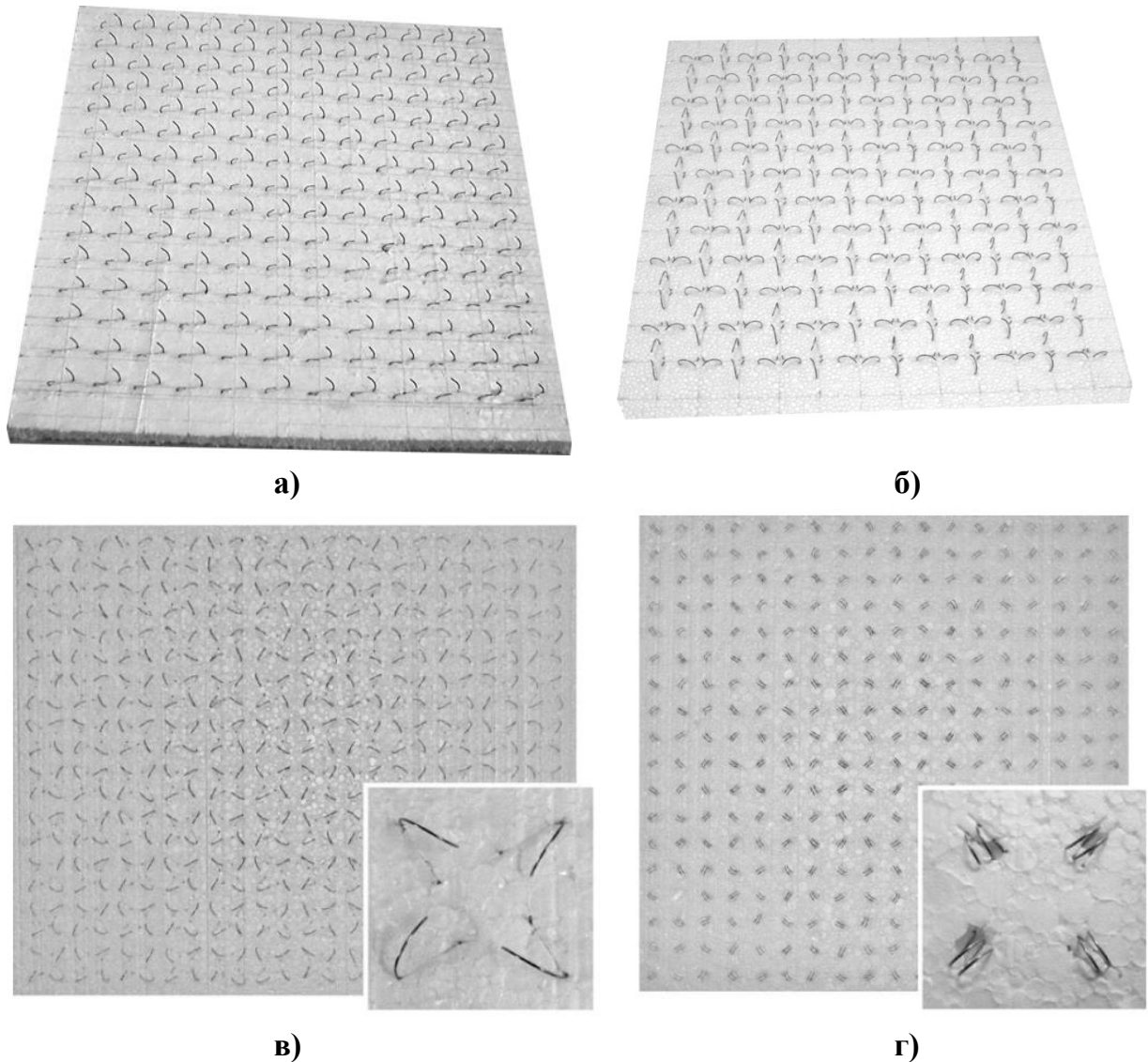
Затем формировалась периодическая двумерная решётка из идентичных спиральных элементов, которые вставлялись в бороздки, предварительно прорезанные в листе пенопласта – материала, прозрачного для радиочастотного излучения, лёгкого и доступного. Бороздки АВ (рисунок 2.2) наносились к горизонтальному краю пенопласта под углом α , равным углу подъёма спиральных элементов, и без приклеивания обеспечивалось надёжное закрепление спиралей в двумерной решётке. При этом установку элементов можно было варьировать в соответствии с задаваемыми условиями эксперимента.



а – одновитковых и б – двухвитковых право- и левосторонних

Рисунок 2.2. – Примерные схемы установки спиральных элементов в образце

Внешний вид нескольких экспериментальных образцов двумерных решёток приведены на рисунке 2.3.



а–в – из одновитковых элементов; г – из двухвитковых элементов

**Рисунок 2.3 – Фотографии экспериментальных образцов
двумерных решеток, состоящих из спиральных элементов**

Всего в ГГУ им.Ф.Скорины было изготовлено более 50 образцов решеток, содержащих от 144 до 600 одновитковых и двухвитковых спиральных элементов.

2.3 Методика изготовления экспериментальных образцов с использованием магнетронного распыления

Для создания плоских двумерных анизотропных решеток эффективным является метод магнетронного распыления. Может быть создана также периодическая слоистая среда, сформированная из слоев, содержащих, например, Ω -включения (рисунок 1.24). Посредством омега-элемента обеспечивается магнитоэлектрическая связь, при этом электрический и

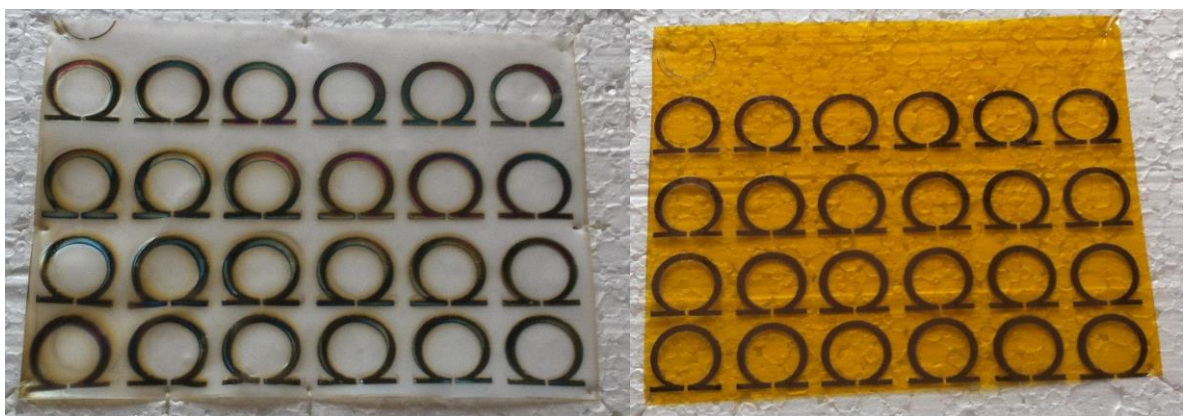
магнитный моменты, наведенные электромагнитным полем, перпендикулярны друг к другу. При расположении двух омега-элементов в одной плоскости так, что их прямолинейные участки взаимно перпендикулярны, образуется структурный элемент одноосной бианизотропной среды.

В диссертационной работе в целях вакуумного формирования металлической пленки на подложках из фторопласта и полиамида использован метод магнетронного распыления. Режим напыления выбирался таким, чтобы в результате передачи энергии, которая выделяется при торможении и конденсации осаждаемых атомов вещества-мишени температура подложки, изготовленной из материала с низкой термостойкостью, в процессе её нагрева не превышала 100–200°C.

Магнетронные распылительные системы широко используются в технологиях нанесения покрытий вакуумно-плазменными методами. Действие магнетронной распылительной системы основано на напылении на поверхность катода-мишени ускоренными ионами, которые образуются в плазме тлеющего разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях, и формировании потоков атомов материала мишени в направлении поверхности, на которую осаждается покрытие [211].

Металлизация подложки из фторопласта или полиамида с использованием метода магнетронного напыления производилась посредством распыления меди через маску, в которой были сделаны вырезы, по форме совпадающие с изготавливаемым Ω -элементом.

Фотоизображения плоских двумерных анизотропных решеток, полученных в ГГУ им.Ф.Скорины в результате магнетронного распыления с использованием маски, приведены на рисунке 2.4.



a – на подложке из фторопласта; *b* – на подложке из полиамида
Рисунок 2.4 – Образцы плоских двумерных анизотропных решёток, сформированных из Ω -элементов [57–А]

Маска изготавливалась из пластины нержавеющей стали с использованием твердотельного лазера YAG (его параметры: длина волны $\lambda = 1,064$ мкм, средняя мощность $P_{\text{ср}} = 50$ Вт, максимальная энергия лазерного импульса 790 мДж, расходимость излучения 0,8 мрад, частота следования импульсов 50 Гц и длительность импульса 1 мс) и координатного стола, управляемого по заданной программе.

2.4 Методика изготовления экспериментальных образцов на основе спиральных элементов для исследований в терагерцовом диапазоне волн

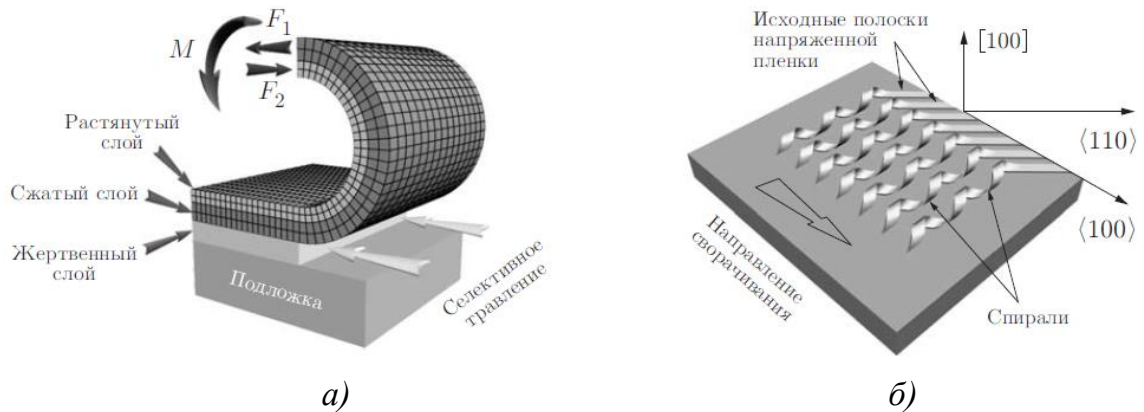
В настоящее время активно развивается техника, в которой используется электромагнитное излучение терагерцового диапазона. Вместе с тем ассортимент существующих материалов, предназначенных для работы в этом диапазоне, очень небогат (например, отсутствуют материалы с выраженными нелинейными, киральными и другими свойствами, широко используемыми в оптическом диапазоне) и их электромагнитные свойства применительно к выделенному здесь диапазону недостаточно изучены. Поэтому концепция метаматериалов для терагерцового диапазона особенно актуальна, чем обусловлена наблюдаемая в науке и технике тенденция к созданию и исследованию соответствующих метаматериалов.

Для метаматериалов терагерцового диапазона искусственные элементы-резонаторы должны иметь характерные размеры порядка единиц - десятков микрометров, чтобы оставаться существенно меньшими длины волны электромагнитного излучения. Для получения согласованного отклика все резонаторы огромного массива должны быть очень точно настроены. Из широко применяемых технологий требуемые размеры и точность обеспечивает только традиционная планарная технология, позволяющая формировать плоские элементы и их слои. Свойства такого метаматериала из плоских элементов принципиально невозможно задавать во всех трех измерениях. Кроме того, в большинстве экспериментов исследователям приходится ограничиваться одним слоем элементов (т.е. монослоем метаматериала) из-за ограничений планарной технологии, что затрудняет изучение объемных электромагнитных свойств. В то же время, практически все востребованные применения метаматериалов требуют объемных образцов с трехмерными заданными электромагнитными свойствами.

Для создания образцов спирально структурированных материалов с параметрами, оптимальными для работы в терагерцовом диапазоне, в диссертационной работе использован разработанный в Институте физики

полупроводников Сибирского отделения Российской Академии наук (ИФП СО РАН) метод наноструктурирования, называемый Принц-технологией. Данный метод формирования трёхмерных микро- и наноструктур состоит в отделении напряжённой полупроводниковой плёнки от подложки и последующем сворачивании её в пространственный объект. Предложенный в 1995 году В. Я. Принцем, работающим в ИФП СО РАН, метод применяется в научных лабораториях всех развитых стран (США, Японии, Германии и др.), но только в ИФП СО РАН и ГГУ имени Ф.Скорины его используют для формирования спирально-структурированных массивов электромагнитных резонаторов и метаматериалов.

Принципиальная новизна и научное значение Принц-технологии [13–15] заключается в переходе от двумерных элементов-резонаторов к трехмерным, обеспечении прецизионности размеров резонаторов (с характерными размерами от микрометров до нанометров, вплоть до атомарных размеров) и широкого разнообразия возможных форм и структуры материалов (диэлектрики, металлы, полупроводники), применяемых для создания элементов-резонаторов. Принцип формирования оболочки из напряженной пленки иллюстрирован на рисунке 2.5.

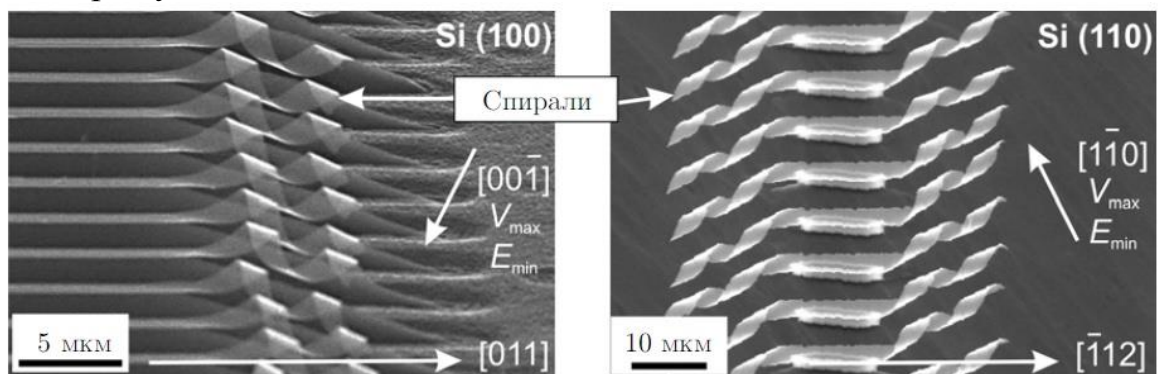


а – схематичное изображение процесса формирования трубок из двухслойной псевдоморфной напряжённой плёнки при её отделении от подложки
б – формирование массива объемных спиралей методом организованного сворачивания узких полосок напряженной полупроводниковой пленки
Рисунок 2.5. – Схема формирования трёхмерных оболочек из напряжённых гетероплёнок [13]

Суть метода подробно изложена в статье [13] и состоит в следующем. На подложке выращивается бипленка, слои которой механически напряжены друг относительно друга; при отсоединении от подложки под действием внутренних напряжений бипленка изгибается, стремясь принять форму, соответствующую минимальной упругой энергии. При этом радиус изгиба задается с прецизионной точностью в пределах от единиц нанометров до сотен микрон упругими деформациями и толщинами напряженных слоев.

Например, в простейшем случае бипленки толщиной d из двух слоев равной толщины радиус изгиба пропорционален $\frac{d}{\Delta a/a}$, где $\Delta a/a$ – параметр несоответствия постоянных решеток слоев, дополнительные ненапряженные слои пленки приводят к увеличению радиуса изгиба. В основе принципа формирования спиралей из напряженных гетероструктур лежит анизотропия механических свойств полупроводниковых монокристаллов. Энергия упругой деформации $W = \frac{E}{1-\nu} \varepsilon^2 d$ (W – энергия упругой деформации на единицу площади, E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона, ε – деформация, d – толщина двухслойной пленки). Поскольку модуль Юнга в направлении $[100]$ меньше чем в направлении $[110]$ (в случае Si и Ge в 1,3 раза), то ориентированная под углом к направлению $[100]$ узкая полоска напряженной двухслойной пленки (рисунок 2.5б), освобождаясь от связи с подложкой, сворачивается в одном из направлений $\langle 100 \rangle$, что приводит к формированию объемной спирали. Шаг между витками спирали определяется углом разориентации между полоской напряженной пленки и направлением сворачивания. Таким образом, диаметр спиралей задается на этапе выращивания пленки толщинами и механическими напряжениями слоев, а левовинтовое или правовинтовое направление сворачивания спирали, ее длина и шаг задаются размерами и ориентацией отсоединяемых от подложки полосок бипленки относительно кристаллографических направлений на этапе литографии [13].

На рисунке 2.6 приведены изображения массивов право- (а) и левовинтовых (б) микроспиралей, сформированных из гибридных тонких плёнок металл–полупроводник нанометровых толщин. Толщины слоёв в нанометрах указаны в скобках после описания состава исходной полоски.



а)

б)

***a* - $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}/\text{Si}/\text{Cr}$ (2,6/4/30 нм) на подложке с ориентацией (100);**

***б* - $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}/\text{Si}/\text{Cr}$ (10/70/20 нм) на подложке с ориентацией (110)**

Рисунок 2.6. – Изображения, полученные с помощью электронного микроскопа (под углом к поверхности), массивов гибридных (металл–полупроводник) микроспиралей [13]

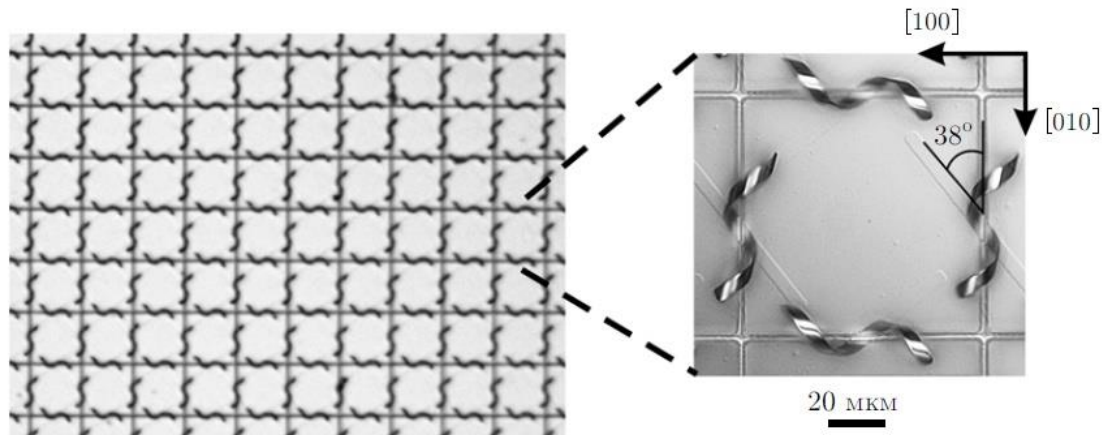
Два полупроводниковых слоя выполняют роль формообразующего каркаса спирали, а металлический слой обеспечивает в такой структуре эффективное взаимодействие с электромагнитным полем. Формирование массивов параллельных спиралей из металл-полупроводниковой нанопленки, представленных на рисунке 2.6, выполнено следующим образом. На подложках n -Si (100) и n -Si (110) с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии были выращены псевдоморфные напряженные двухслойные пленки $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}/\text{Si}$, легированные бором (10^{20} см^{-3}). Нижний слой бипленки ($\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}$) сжат в соответствии с рассогласованием решетки на 1,6% относительно подложки Si. Сверху полупроводниковой структуры термовакuumным напылением наносился металлический Cr-слой. Массивы полосок из пленки $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}/\text{Si}/\text{Cr}$ формировали методом оптической литографии и последующего травления металл-полупроводниковой пленки до кремниевой слабо легированной подложки. Затем структура помещалась в раствор аммиака, который обеспечивает анизотропное и селективное травление подложки n -Si относительно p^+ - легированной пленки SiGe/Si . За счет анизотропии травления подложки кремния процесс отсоединения полосок $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}/\text{Si}/\text{Cr}$ начинается с концов, и по мере удаления материала подложки полоски сворачиваются в объемные спирали (см. рисунок 2.5б и 2.6). Сворачивание спиралей идет одновременно по всему массиву с высокой однородностью. Контроль процесса с помощью оптического микроскопа позволяет остановить травление на заданной стадии сворачивания спиралей, чтобы в центральной части каждая полоска осталась закрепленной на подложке, в то время как отделенные от подложки концы полоски висят над ямками травления. После жидкостного травления структуры были высушены в сверхкритической атмосфере CO_2 , что позволило избежать воздействия капиллярных сил на тонкопленочные микроспиральи и предотвратить их деформацию и залипание на подложке [13].

Все спирали в представленных на рисунке 2.6 массивах одинаковы, точно позиционированы на подложке, и их оси параллельны друг другу. Киральные электромагнитные свойства таких структур существенно зависят от ориентации плоскости поляризации падающего излучения относительно осей спиралей.

Чтобы исключить отмеченный эффект анизотропии киральных свойств метаматериала, была спроектирована система, конфигурация которой представляет решетку из квадратных ячеек, вдоль сторон которых точно позиционированы и ориентированы металл-полупроводниковые спирали (рисунок 2.7). Благодаря наличию оси симметрии четвёртого порядка такой массив микроспиралей обладает киральными свойствами, не зависящими от

направления поляризации нормально падающего излучения, т.е. является изотропным.

В целях создания такого метаматериала из напряженной гетероплёнки $\text{AlAs}/\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ на подложке из GaAs (100) был сформирован массив полос, повёрнутых против часовой стрелки на 38° относительно направления сворачивания $\langle 100 \rangle$. При отделении от подложки в результате высокоселективного травления «жертвенного слоя» AlAs такие полосы трансформируются в объёмные спирали (рисунок 2.7).



**Спирали сформированы из напряженной пленки
 $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ (16/16/3/50 нм) [13]**

**Рисунок 2.7. – Массив металл-полупроводниковых микроспиралей в виде
квадратной решетки на подложке GaAs**

Напряжённая биплётка $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$ (001) имеет два взаимно перпендикулярных равноправных энергетически выгодных направления сворачивания (типа $\langle 100 \rangle$). При этом вследствие анизотропии механических свойств полоска напряжённой биплётки, повёрнутая относительно направления $\langle 100 \rangle$ на угол меньший 45° по часовой стрелке, сворачивается, в левовинтовую спираль, а полоска, повёрнутая относительно указанного направления против часовой стрелки, – в правовинтовую спираль. В силу этих особенностей все спирали в рассматриваемом здесь массиве правовинтовые.

Как показано в предварительных экспериментах, произведенные в ИФП СО РАН, при запечатывании описанных массивов в полимерную пленку наноплёночные спирали практически не деформируются. В результате наслаивания таких композитных пленок можно получить метаматериалы, представляющие трехмерные массивы, составленные из трехмерных элементов. Объёмные метаматериалы с электромагнитными свойствами, контролируемые в трёх измерениях, необходимы в большинстве практических применений. Однако задача формирования таких

материалов к настоящему времени решена только применительно к СВЧ диапазону, при этом характерные шаг и диаметр спиралей составляют порядка нескольких миллиметров, и спирали могут быть изготовлены вручную – посредством навивки металлической проволоки или ленты на оснастку (раздел 2.2).

В рамках разработанной в ИФП СО РАН технологии возможно масштабирование размеров спиралей (диаметр спиралей – от единиц до сотен микрометров – и их длина – вплоть до нескольких нанометров – обеспечиваются литографически). Следовательно, можно контролируемо варьировать резонансные свойства киральных метаматериалов на основе спиралей в широком диапазоне (от СВЧ до оптического). Такие метаматериалы перспективны для создания функциональных устройств, предназначенных для управления поляризацией, интенсивностью и другими параметрами излучения. Наибольшую потребность в киральных метаматериалах испытывают разработчики устройств терагерцового диапазона, где проблема трансформации поляризации очень актуальна из-за отсутствия соответствующих эффективных фазовых пластинок (даже полуволновых).

Варьируя параметры трехмерных конструкций оболочек-резонаторов, можно формировать заданный трёхмерный электромагнитный отклик метаматериала. Решение данной задачи представляет новое направление в области создания и исследования метаматериалов с принципиально новыми свойствами, предназначенных для использования в терагерцовом диапазоне.

Первая в Содружестве независимых государств (СНГ) установка импринт-нанолиитографии, имеющаяся в ИФП СО РАН, представляет совершенно уникальную экспериментальную базу, с использованием которой возможно изготовление наноструктур на большой площади и, следовательно, – продвижение в новый диапазон в создании материалов на основе трёхмерных элементов.

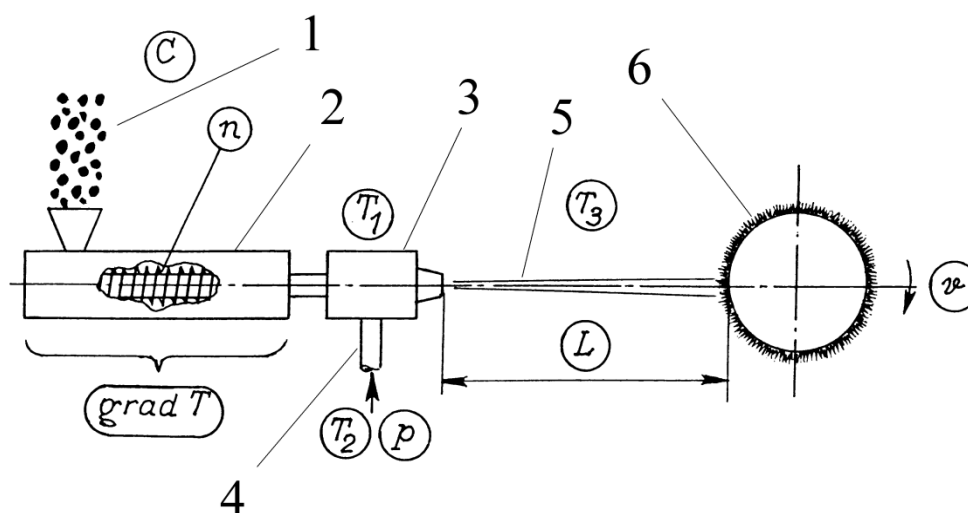
В ИФП СО РАН на основе расчетов, произведенных для терагерцового диапазона в ГГУ им.Ф.Скорины, впервые в мире из полупроводниковых и гибридных металло-полупроводниковых гетероплёнок сформированы массивы киральных трёхмерных микрооболочек. Данная технология в настоящее время является нанотехнологией, в соответствии с которой можно обеспечить массовое формирование на основе гладких резонансных трехмерных спиралей метаматериалов, в том числе объемных, пригодных для применения в терагерцовом диапазоне. Спирали являются перспективными структурными элементами метаматериалов, так как в них возможно одновременное возникновение электрического дипольного момента и

магнитного момента – под действием как электрического, так и магнитного полей. Тем самым спираль является объектом, в свойствах которого сочетаются свойства стержня и разомкнутого кольца, но в отличие от этих элементов, традиционных для области метаматериалов, ей присущи также магнитоэлектрические, или киральные свойства, так как она отличается от своего зеркального изображения. Если же наличия киральности для метаматериала не требуется, то её можно компенсировать при его формировании в результате расположения в массиве в равной концентрации право- и левовинтовых спиралей.

Метод сворачивания нанопленок позволяет формировать и спирали диаметром сотни микрон из напряженных металл-полупроводниковых нанопленок, резонансные в СВЧ диапазоне и имеющие металлические слои с толщиной, на порядок превышающей толщину скин-слоя. Вместе с тем в лабораторных условиях экономически целесообразно и удобнее проводить модельные эксперименты в СВЧ-диапазоне на массивах из проволоочных спиралей, поскольку из них легко конструировать трехмерные массивы различной конфигурации: закреплять на радиопрозрачной подложке, ориентировать необходимым образом в радиопрозрачной матрице и т.п. Полученные на массивах проволоочных модельных спиралей результаты могут быть распространены на спирали из металл-полупроводниковых пленок той же геометрии с толщинами металлических слоев, существенно превышающими толщину скин-слоя в СВЧ-диапазоне [13].

2.4.1 Методика изготовления вмещающих сред как основы комплексных материалов, содержащих металлические включения спиральной формы

Для заданного расположения и фиксирования в пространстве положения спиральных элементов необходимы так называемые вмещающие среды (host-media). Для комплексных материалов, исследованных в настоящей диссертации, на основе расчетов, произведенных в ГГУ им.Ф.Скорины, эти вмещающие среды были изготовлены в Институте механики металлополимерных систем им. В.А. Белого НАН Беларуси в соответствии с оригинальным melt-blowing способом получения волокнистых материалов на основе смеси ферритового наполнителя и полимерных термопластов. Суть данного способа состоит в экструзии полимера с последующей вытяжкой волокон в газовом потоке и дальнейшем их осаждении на формообразующей подложке в виде нетканой, волокнистой массы. Схема технологического процесса представлена на рисунке 2.8.



1 – полимерный гранулят; 2 –шнековый экструдер;

3 – распылительная головка; 4 – сжатый воздух;

5 –газо-полимерный поток; 6 – формообразующая подложка

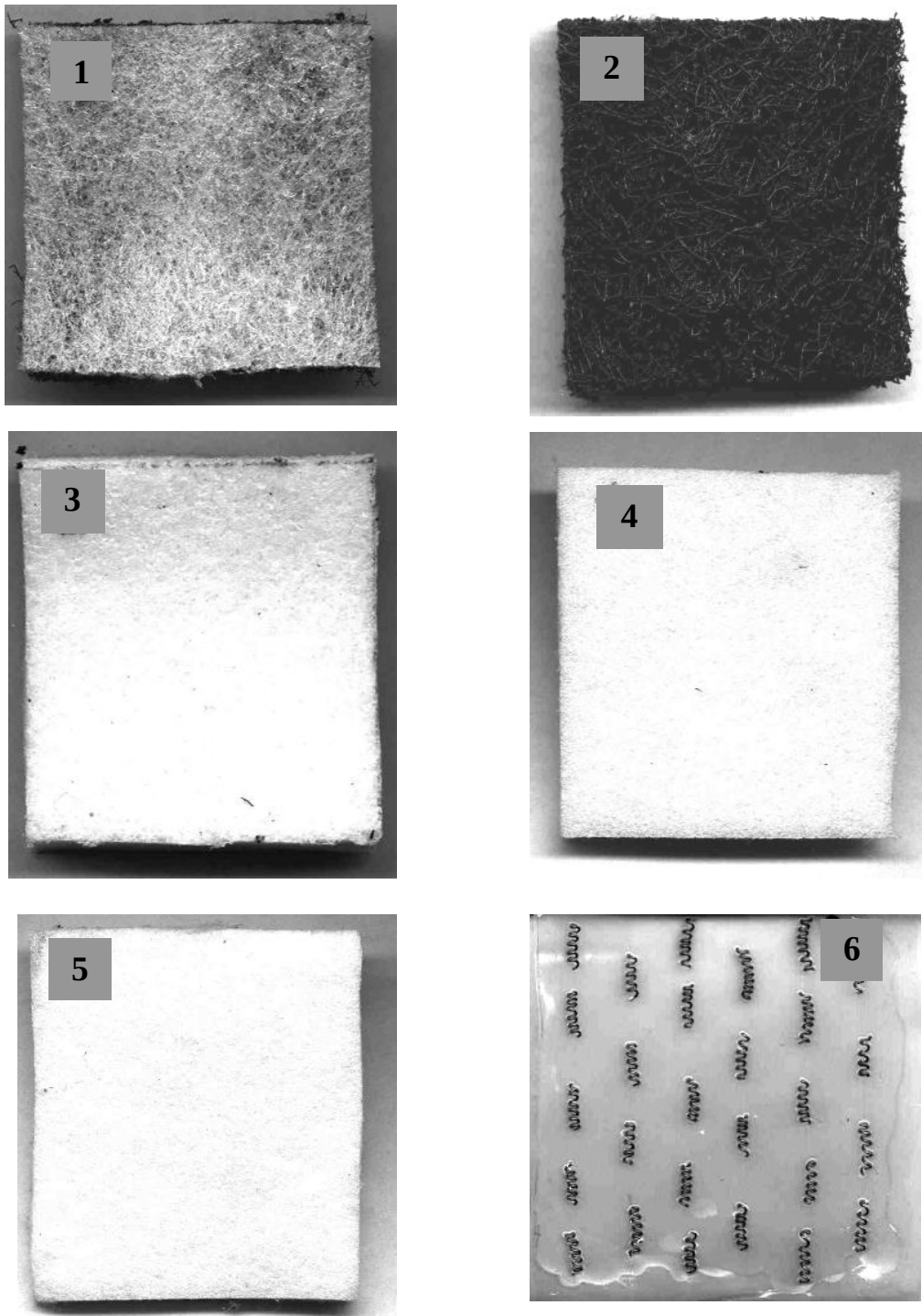
Рисунок 2.8. – Схема melt-blowing процесса производства нетканых волокнистых материалов

Предварительно гранулированную смесь полимера и высокодисперсного наполнителя с высокой магнитной проницаемостью перерабатывают в экструдере.

Композиционный расплав выдавливают через отверстия фильеры распылительной головки. Волокна расплава вытягивают газовым потоком, транспортируют и осаждают на формообразующей подложке в виде волокнистых полотен.

В melt-blowing технологии имеется возможность варьирования в широкой области параметров структуры и свойств волокнистых материалов. Эти вариации могут быть реализованы на любой стадии формирования материала. Основными технологическими параметрами, контролируемыми в ходе melt-blowing процесса, являются: температура в разных зонах экструдера (T_1 и T_2) и температура распылительной головки (T_3); частота (n) вращения шнека экструдера; давление (P) и температура (T_4) распыляющего воздуха; расстояние (L) от распылительной головки до подложки [212]. На рисунках 2.9 и 2.10 представлены фотоизображения некоторых образцов материалов, полученных melt-blowing способом, а также указаны их состав и толщина слоя.

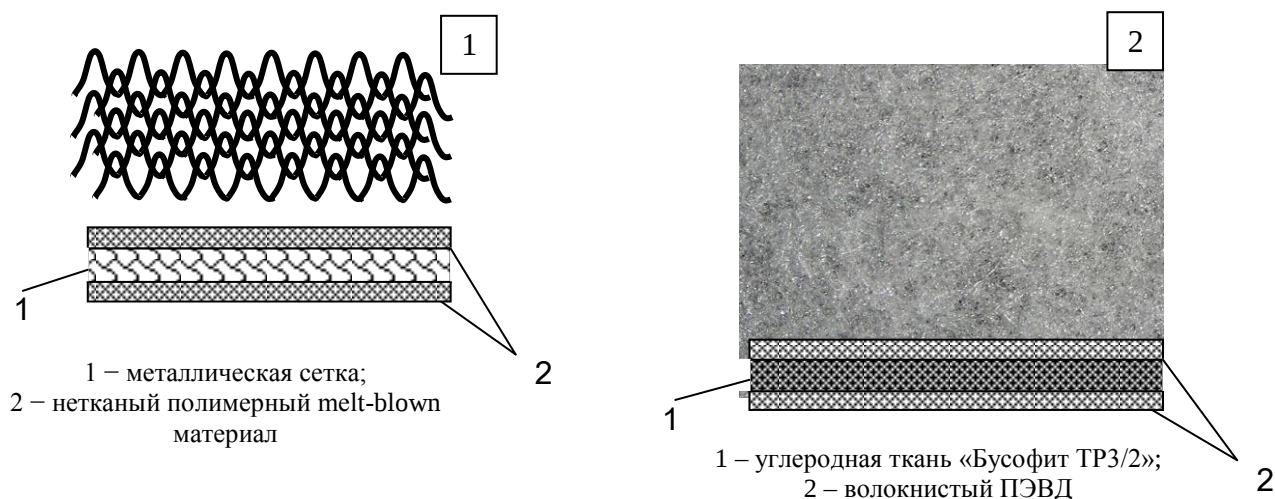
Металлические спиральные элементы содержатся только в образце 6 (рисунок 2.9), изготовленном на основе плёнки ПТФЭ. Основа образца 6 залита клеем, используемым в качестве вмещающей среды. Данные образцы можно использовать в качестве прототипов при создании композитных материалов на основе металлических спиральных элементов.



Состав образцов:

- 1– полиэтилен высокого давления (ПЭВД) чистый, толщиной 3 мм
+ ПЭВД с наполнителем (феррит), толщиной 8 мм;
- 2– ПЭВД с наполнителем, толщиной 12 мм;
- 3– ПЭВД чистый, толщиной 12 мм;
- 4– ПЭВД чистый, толщиной 3 мм;
- 5–полипропилен (ПП), толщиной 3 мм;
- 6– политетрафторэтилен (ПТФЭ) + клей + спирали (27 шт.);

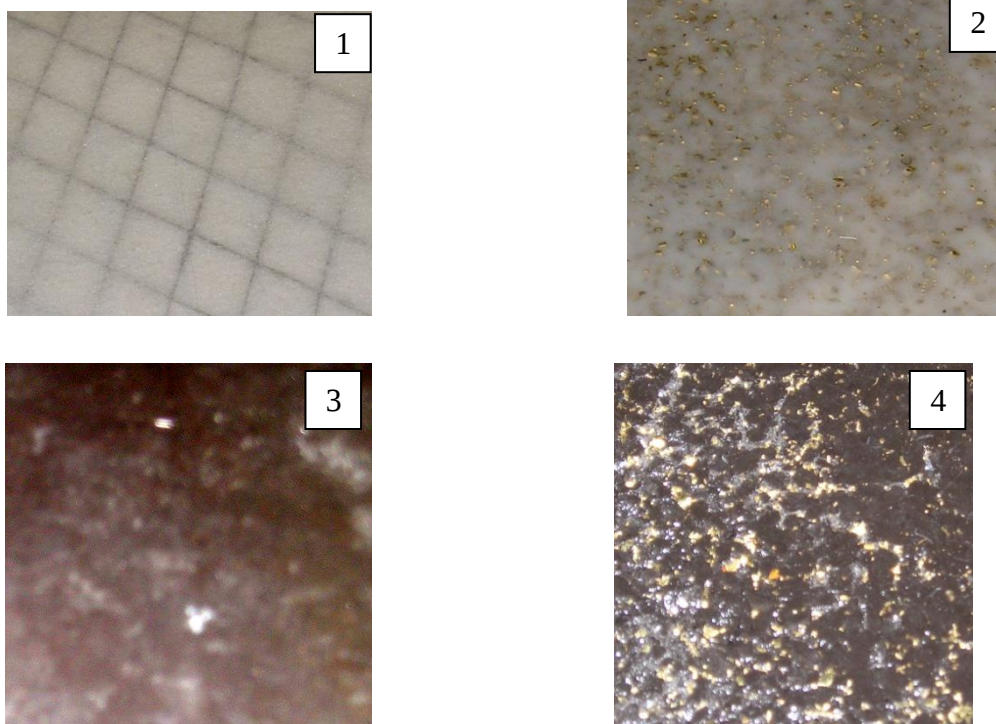
Рисунок 2.9. – Образцы материалов, полученных с использованием melt-blowing технологии



1. ПЭВД + металлическая сетка;

2. ПЭВД + углеткань «Бусофит» ТР 3/2;

Рисунок 2.10. – Схема расположения слоёв в комбинированных материалах и их образцы, полученные с использованием melt-blowing технологии [52–А]



1. ПЭВД + углеродные нити;

2. ПЭВД + металлическая стружка (10% масс);

3. ПЭВД + марганец-цинковый феррит (ММФ) (50% масс);

4. ПЭВД + марганец-цинковый феррит (ММФ) (50% масс)+металлическая стружка (10% масс).

Рисунок 2.11. – Образцы комбинированных материалов, полученных с использованием melt-blowing технологии [52–А]

В безэховой камере в ГГУ им.Ф.Скорины для образцов 1–6 (рисунок 2.9) произведены измерения энергетических коэффициентов отражения и построены их зависимости от частоты электромагнитного излучения в диапазоне частот 2,6–3,8 ГГц, представленные на рисунке 2.12.

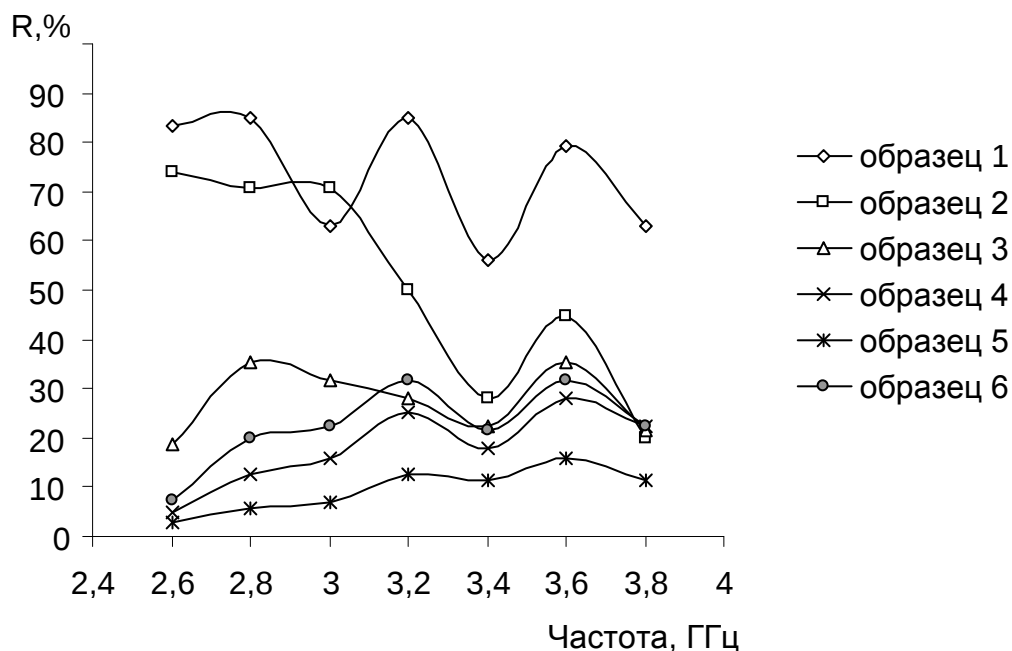
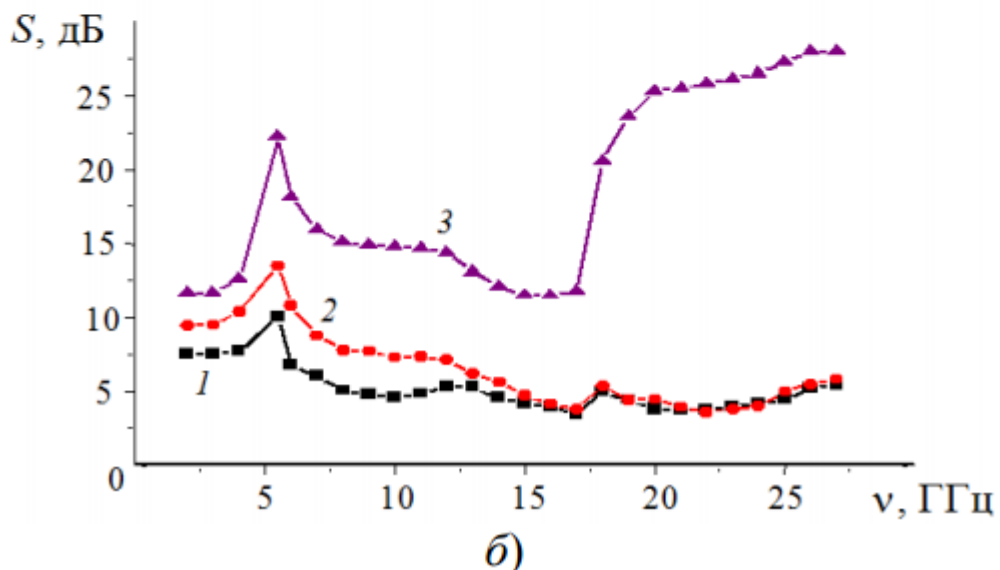
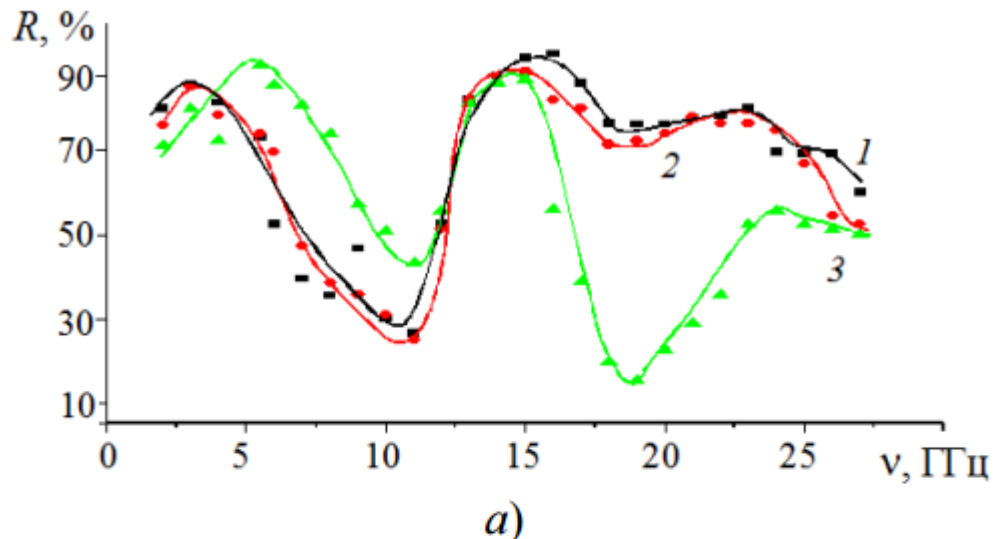


Рисунок 2.12. – Частотные зависимости коэффициентов отражения для экспериментальных образцов материалов

Частотные зависимости энергетических коэффициентов отражения (R) и ослабления (S) плоской электромагнитной волны (ЭМВ), нормально падающей на экспериментальный образец радиопоглощающего материала (РПМ) измерены также в волноводных линиях – в диапазоне частот 2–27 ГГц (рисунок 2.13).

Из графиков на рисунке 2.13 следует, что замена части полимерного связующего стеклосферами и армирование композитного РПМ углеродной тканью улучшает параметры коэффициентов отражения (R) и ослабления (S). Это объясняется, во-первых, увеличением общего количества функциональных наполнителей, обеспечивающих магнитные, диэлектрические и джоулевы потери падающего на композит СВЧ-излучения (при соблюдении оптимизированной по критерию минимального отражения ЭМВ степени наполнения); во-вторых, сочетанием разных механизмов потерь и, наконец, улучшением условий рассеяния электромагнитного излучения на структурных неоднородностях композита.



- а – коэффициент отражения (R); б – коэффициент ослабления (S);
 нормальное падение плоской ЭМВ (в волновомеде)
 на образец РПМ толщиной $h = 3$ мм;
 1 – полиэтилен (ПЭ) + марганец-цинковый феррит (ММФ)
 (50% масс, $d = 50\text{--}200$ мкм);
 2 – ПЭ + ММФ (50% масс, $d = 50\text{--}200$ мкм) + стеклосферы
 (10% масс, $d = 200\text{--}500$ мкм);
 3 – ПЭ + ММФ (50% масс, $d = 50\text{--}200$ мкм) +
 +углеродная ткань Бусофит ТР3/2

Рисунок 2.13. – Частотные зависимости для экспериментальных образцов радиопоглощающих материалов [52–А]

Введение в полимерную композицию углеродных или металлических волокон, разной длины и диаметра, позволяет расширить полосу и увеличить коэффициент поглощения РПМ, что аналогично введению полидисперсных наполнителей.

2.5 Используемое оборудование

2.5.1 Безэховая камера

Для испытания и измерения радиотехнической аппаратуры, которая излучает в свободное пространство, применяются безэховые камеры. Безэховая камера – помещение, которое изнутри облицовано радиопоглощающим материалом в целях ослабления отражения от стен и обеспечения в некотором объёме камеры – безэховой зоне – заданного низкого уровня отражения, т. е. для моделирования условий, которые приближаются к условиям «свободного пространства».

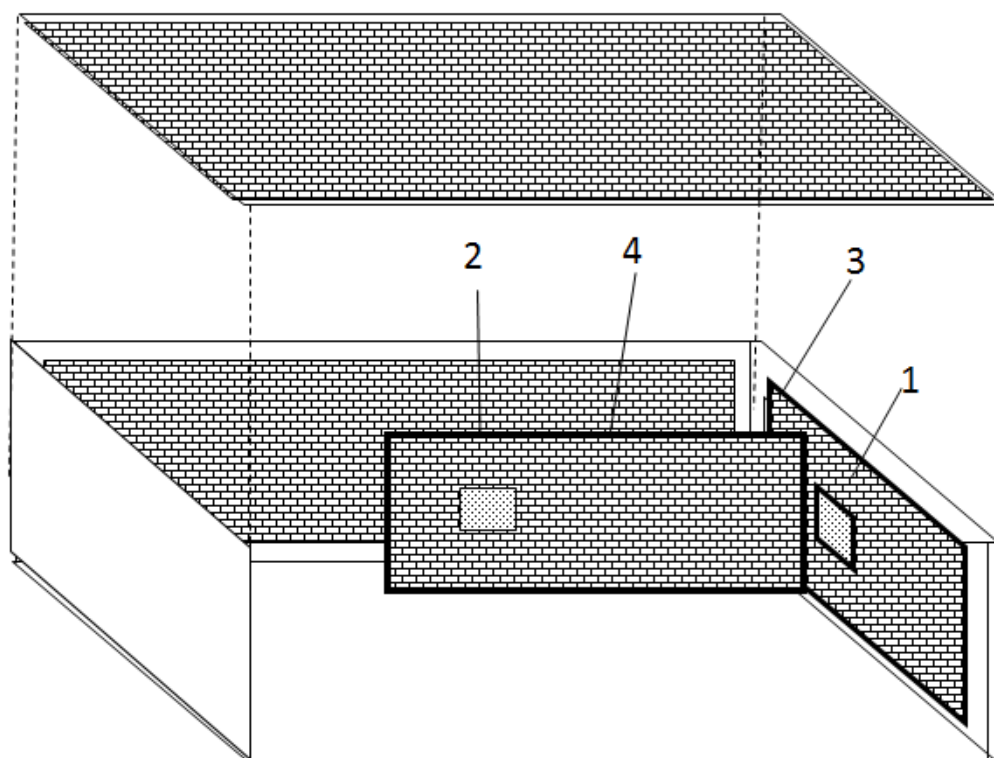
Широкому применению безэховых камер способствует их помехозащищенность, которая обеспечивается экранированием. Стены современных безэховых камер с высокой эффективностью экранирования от электрических и магнитных полей выполняются из железосодержащих сплавов. Стальной тонкий экран обеспечивает ослабление магнитного поля на 60 дБ. Радиоизмерения в экранированных камерах полностью свободны от различных внешних искусственных и естественных радио- и электропомех, чем обеспечена возможность выполнять точные измерения [213].

В диссертационных исследованиях использованы безэховые камеры в форме прямоугольного параллелепипеда. Это наиболее распространённая форма безэховых камер, так как она достаточно просто вписывается в конфигурацию здания.

В конструкцию безэховой камеры размером 4,5м×11,4м×3,1м, оборудованной в ГГУ имени Ф.Скорины (рисунок 2.14), в целях обеспечения повторяемости результатов исследований и уменьшения естественного фона был внесён ряд конструктивных модификаций. Сооружение дополнительной стены из радиопоглощающего материала обусловило отсутствие попадания прямого излучения из передающей антенны в приемную.

Технические данные экранированной безэховой камеры ГГУ им.Ф.Скорины:

- а) рабочий диапазон частот 1-37,5 ГГц;
- б) коэффициент безэховости в цилиндрической области по горизонтальной оси симметрии камеры:
 - 50дБ при диаметре области 10 см;
 - 40дБ при диаметре области 20 см;
 - 39,3 дБ при диаметре области 30 см;
 - 38,3 дБ при диаметре области 40 см.



**1 - передающая антенна; 2 - приемная антенна; 3 - вход в безэховую камеру;
4 - стена из радиопоглощающего материала**

**Рисунок 2.14. – Схематическое изображение безэховой камеры,
обустроенной в ГГУ имени Ф. Скорины**

Экспериментальные исследования в СВЧ диапазоне производились также в лаборатории «Метаматериалы» Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики (университета ИТМО, г. С-Петербург). Безэховая камера размером 9м×5м×4м, в которой производились экспериментальные измерения, покрыта высокоэффективными широкополосными пирамидальными поглотителями (рисунок 2.15).

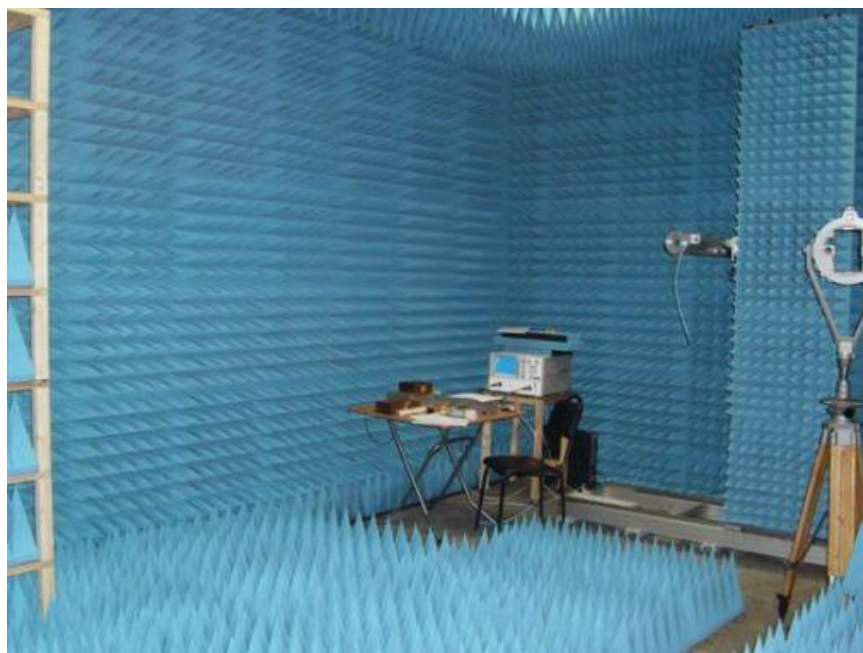


Рисунок 2.15. – Безэховая камера с пирамидальными поглотителями, оборудованная в университете ИТМО (г. Санкт-Петербург)

Ширина и высота камеры должна быть в два – четыре раза меньше ее длины. Эти размеры выбираются с учётом условия, что угол падения зеркального луча на радиопоглощающий материал стен, потолка и пола не должен превышать 60° , так как практически у всех радиопоглощающих материалов коэффициент отражения заметно увеличивается при углах падения, больших 60° [213].

2.5.2 Радиопоглощающие материалы

Все радиопоглощающие материалы по физическим явлениям, ответственным за поглощение, делятся на радиопоглощающие материалы с электрическим и с магнитным поглощением. Электропоглощающие материалы в свою очередь можно разделить на три подгруппы:

- узкодиапазонные интерференционного типа;
- широкодиапазонные многослойные;
- широкодиапазонные шиповидные.

Радиопоглощающий материал интерференционного типа представляет четвертьволновой поглощающий слой, нанесённый на металлический экран. Электромагнитная волна, проходя через четвертьволновой слой, отражается от металла и выходит на поверхность слоя со сдвигом фазы на 180° относительно волны, отражённой непосредственно от входной поверхности радиопоглощающего материала. Вследствие интерференции волны взаимно

ослабляют друг друга и отражение от материала незначительно. Однако при изменении длины волны или угла её падения на материал сдвиг фаз для волн, отраженных от обеих поверхностей четвертьволнового слоя, отличается от 180° , и коэффициент отражения падающих волн материалом заметно увеличивается.

Чтобы радиопоглощающий материал поглощал электромагнитные волны в широком диапазоне частот и углов падения и слабо отражал, необходимо выполнить два условия:

- радиопоглощающий материал должен быть хорошо согласован со «свободным пространством», с тем, чтобы на границе материала отражение было минимальным, и падающая волна в максимальной степени проникала внутрь материала;

- энергия волны, прошедшей в материал, должна в нём поглотиться [213].

Внутренняя поверхность безэховой камеры ГГУ им.Ф.Скорины, облицована специальным высокочастотным радиопоглощающим материалом БМП-1. Радиопоглощающий материал представляет пенопластовые блоки, в которые установлены «ёлочки» конусовидной формы, выполненные из стекловолокна (рисунок 2.16).



Рисунок 2.16. – Пенопластовый блок, содержащий конусовидные «ёлочки» из стекловолокна

Безэховая камера университета ИТМО (г. С.-Петербург) покрыта высокоэффективными широкополосными пирамидальными поглотителями ECCOSORB VHP-12-NRL (рисунок 2.17), изготовителем которых является

компания EMERSON & CUMING Microwave Products. Данный материал характеризуется высокими показателями ослабления излучения в широком диапазоне частот – при нормальном падении и широком интервале углов облучения.

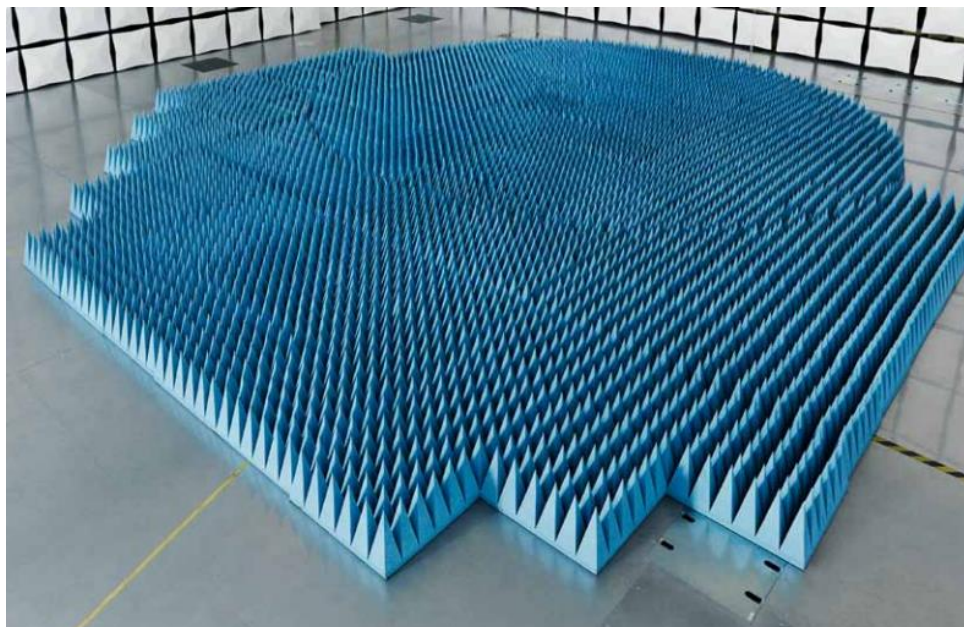


Рисунок 2.17. – Пирамидальные поглотители Eccosorb VHP-12-NRL

В таблице 2.1 указаны в логарифмической шкале энергетические коэффициенты отражения R излучения различной частоты при его падении нормально к плоскости основания слоя материала ECCOSORB VHP-12-NRL.

Таблица 2.1. – Зависимость коэффициента отражения материала ECCOSORB VHP-12-NRL от частоты электромагнитного излучения

Частота	200МГц	300МГц	500МГц	1ГГц	3ГГц	5ГГц	10ГГц	15ГГц	24ГГц
R , дБ	0	0	-25	-35	-40	-50	-50	-50	-50

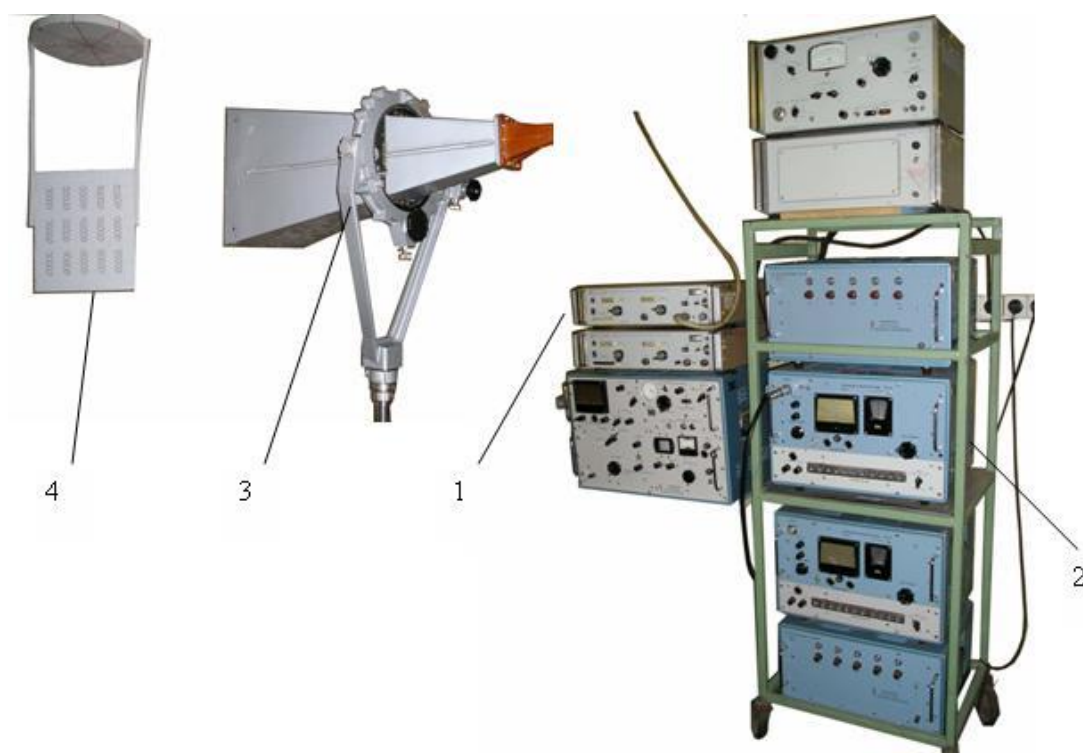
Внутри безэховой камеры размещались исследуемые образцы и оборудование, которое описано в следующем подразделе.

2.5.3 Экспериментальное оборудование

При экспериментальных исследованиях в СВЧ диапазоне в безэховой камере ГГУ им.Ф.Скорины использовалось следующее оборудование: приемник измерительный П5-5Б, генератор сигналов высокочастотный Г4-80, рупорная антенна П6-23А.

2.5.3.1 Приемник измерительный П5-5Б

Приемник измерительный П5-5Б (рисунок 2.18) предназначен для относительных и абсолютных измерений мощности синусоидального сигнала, измерения напряжённости и плотности потока мощности электромагнитного поля при наличии измерительных антенн с известными параметрами, а также для индикации пикового значения напряжения сигналов при непрерывной генерации, импульсно-модулированных и амплитудно-модулированных сигналов.



1–генератор сигналов высокочастотный Г4-80;

2–приемник измерительный П5-5Б;

3–рупорная антенна П6-23А; 4–образец

**Рисунок 2.18. – Комплекс экспериментального оборудования,
установленного в безэховой камере ГГУ имени Ф. Скорины**

Приемник измерительный П5-5Б обеспечивает возможность измерений в частотном диапазоне 2,35– 4,00 ГГц [214].

2.5.3.2 Генератор сигналов высокочастотный Г4-80

Генератор сигналов высокочастотный Г4-80 (рисунок 2.18) предназначен для проверки, регулировки и исследования радиоэлектронной аппаратуры в помещениях при рабочих температурах в пределах от $+5^{\circ}\text{C}$ до $+40^{\circ}\text{C}$ и при относительной влажности до 95% – при температуре воздуха $+30^{\circ}\text{C}$. Диапазон частот генератора сигналов Г4-80 составляет 2,56–4,00 ГГц.

Генератор сигналов высокочастотный Г4-80 выполняет функции источника СВЧ сигналов, калиброванных по параметрам импульсной модуляции, по уровню выходной мощности и по частоте [215].

2.5.3.3 Рупорная антенна П6-23А

В качестве излучающей и приёмной антенны в диссертационной работе использована рупорная антенна П6-23А (рисунок 2.18) – антенна, применяемая в диапазоне сверхвысоких частот.

С применением рупора, установленного на конце волновода, формировалось направленное излучение с максимумом плотности мощности в направлении, перпендикулярном плоскости раскрыва рупора.

Рупорные антенны широко применяются главным образом в СВЧ диапазоне. Направленность действия рупорной антенны определяется характером распределения фаз и амплитуд электромагнитного поля в плоскости раскрыва рупора, а также размерами и формой самого рупора. Кроме концентрации излучения волн, рупор обеспечивает также плавный переход излучения из волновода в свободное пространство и, следовательно, – значительное ослабление отражения волн от открытого конца волновода.

2.5.3.4 Измерение поляризационной характеристики электромагнитной волны рассеянной на двумерной решётке

Для измерения поляризационной характеристики, в диссертационной работе применяется метод, основанный на использовании приемной антенны с линейной поляризацией поля (рупорная антенна).

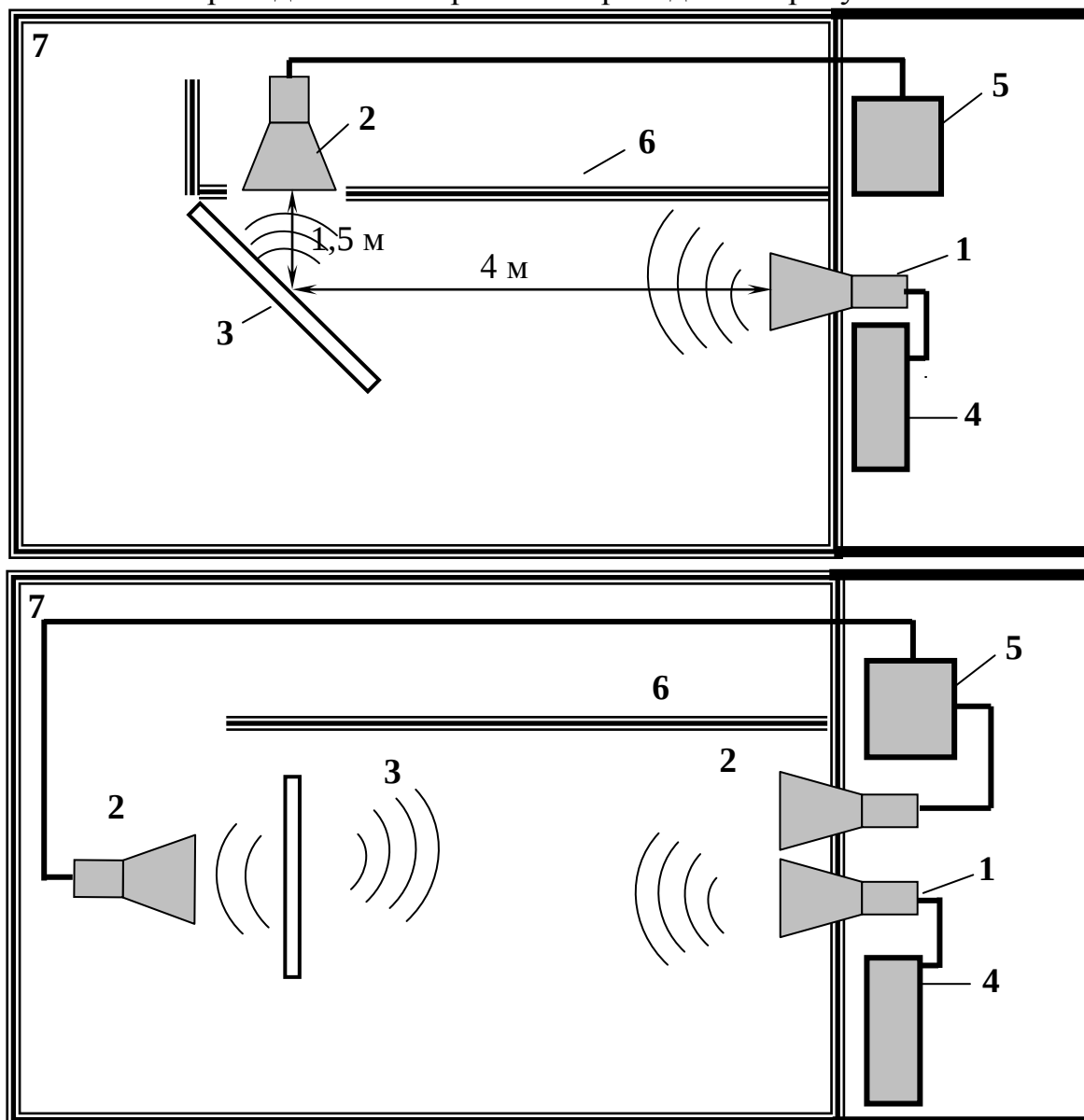
Поляризационный эллипс лежит в плоскости фронта волны, поэтому плоскость приемной антенны совмещается с плоскостью, которая перпендикулярна направлению распространения волны, отраженной от образца двумерной решетки.

Для измерения поляризационной характеристики приемную рупорную антенну поворачивают вокруг горизонтальной оси, которая совпадает с направлением движения отраженной от образца волны и проходит через точку, в которой определяется поляризационная характеристика.

Рупорная антенна соединена с приемником, по шкале индикатора которого определяются относительный уровень интенсивности сигнала.

Исследования проводятся в безэховой камере с целью уменьшения отражения от стен и создания условий, приближающихся к условиям “свободного пространства”.

Схема проведения эксперимента приведена на рисунке 2.19.



1,2 – антенны измерительные П6-23А; 3 – исследуемый образец; 4 – генератор ГЧ-80 (2,56-4,0 ГГц); 5 – приемник измерительный П5-5Б (2,35-4,0 ГГц); 6 – стена из радиопоглощающего материала; 7 – безэховая камера

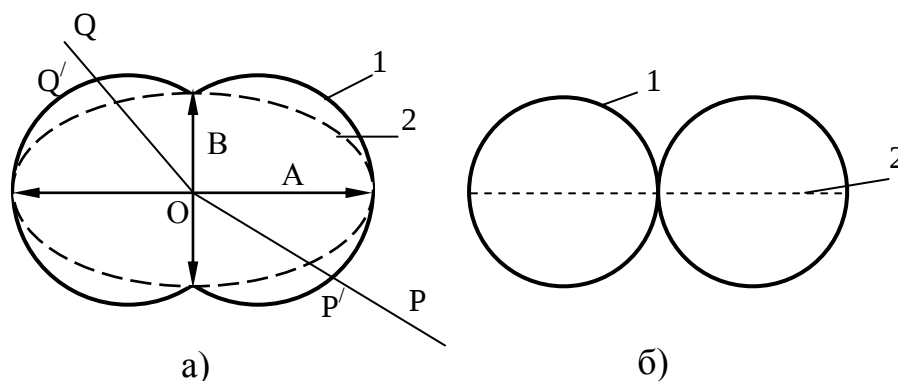
Рисунок 2.19. – Схема проведения эксперимента

Генератор 4 настраивается на заданную частоту, сигнал подается на рупорную антенну 1, излучающую линейно поляризованную электромагнитную волну, вектор напряженности электрического поля которой ориентирован перпендикулярно плоскости рисунка. Рассеянное образцом 3 излучение исследуется в направлении, перпендикулярном направлению падения возбуждающей электромагнитной волны. Приемная рупорная антенна 2 с шагом 5° поворачивается вокруг горизонтальной оси. В каждом положении приемной антенны уровень падающего на нее сигнала будет пропорционален максимальной проекции на плоскость приема антенны, вращающегося вектора электрического поля, значение которого определяется по индикатору приемника 5.

Стена из радиопоглощающего материала 6 защищает приемную антенну от прямого попадания сигнала из передающей антенны и обеспечивает защиту экспериментатора от излучения электромагнитных волн СВЧ диапазона.

В результате измерений поляризационный эллипс 2, показанный на рисунке 2.20а пунктиром непосредственно не определяется, а получается поляризационная диаграмма, изображенная на рисунке сплошной кривой 1.

Например, если плоскость приема антенны ориентированна вдоль направления OP , то интенсивность сигнала в ней будет пропорциональна максимальной проекции на это направление вращающегося вектора поля, т.е. пропорциональна отрезку OP' . Если плоскость приема антенны ориентированна вдоль направления OQ , то интенсивность сигнала в ней будет пропорциональна отрезку OQ' и т.д.



1 – измеренная поляризационная диаграмма;

2 – поляризационный эллипс

Рисунок 2.20. – Связь между измеренной поляризационной диаграммой и поляризационным эллипсом

В случае электромагнитного поля линейной поляризации эллипс поляризации вырождается в прямую линию 2 (рисунок 2.20б), а поляризационная диаграмма имеет вид восьмерки 1.

По измеренной поляризационной диаграмме можно построить поляризационный эллипс, однако практически в этом нет необходимости, так как коэффициент эллиптичности K поляризационного эллипса,

$$K = \frac{B}{A} = \frac{I_{\min}}{I_{\max}},$$

можно определить непосредственно из поляризационной диаграммы, как отношение минимального к максимальному значению уровня сигнала, которые определяются по показаниям индикатора приемника [216].

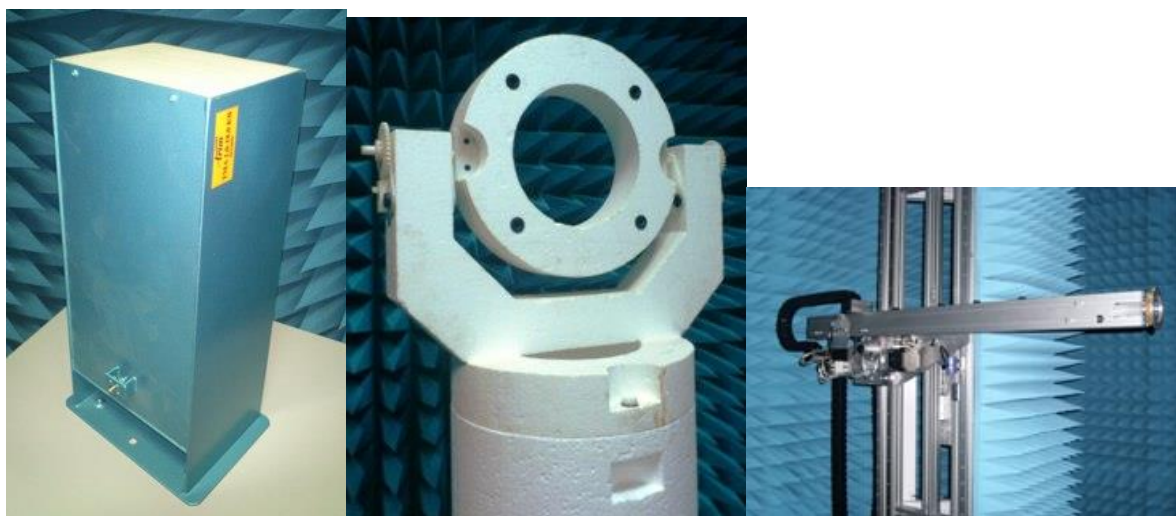
2.5.3.5 Экспериментальные комплексы

При экспериментальных исследованиях в СВЧ диапазоне в лаборатории «Метаматериалы» университета ИТМО (г. Санкт-Петербург) измерения производились с использованием векторного анализатора электрических цепей Agilent PNA E8362C (рисунок 2.21); в качестве СВЧ излучателя и приемника применялись сверхширокополосные антенны ТМА 1.0-18.0 КВ; кроме этого, в измерительный комплекс включались азимутально-поворотное устройство (АПУ) и прецизионный трёхкоординатный (X , Y , Z) сканер (рисунок 2.22).



Частота: от 10 МГц до 20 ГГц;
скорость измерения: 70 мкс на точку;
разрешающая способность: до 20 001 точек;
динамический диапазон: до 123 дБ;
мощность источников: до 3 дБм;

Рисунок 2.21. – Векторный анализатор электрических цепей PNA E8362C



а)

б)

в)

а – сверхширокополосная антенна ТМА 1.0-18.0 КВ:

диапазон рабочих частот, ГГц: 0,75-18;

коэффициент усиления: 6-24 дБ;

б – азимутально-поворотное устройство

на основе прецизионного позиционера AL-560-1;

в – прецизионный трехкоординатный (X, Y, Z) сканер 240x240x25 см

**Рисунок 2.22. – Экспериментальное оборудование
университета ИТМО (г. Санкт-Петербург)**

Экспериментальные исследования свойств образцов материалов в терагерцовом диапазоне производились также в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН с использованием излучения лазера на свободных электронах (рисунок 2.23).

Лазер на свободных электронах, построенный в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирский ЛСЭ), – самый мощный в мире источник терагерцового (субмиллиметрового) излучения. Излучение этого источника выведено из ускорительного зала на шесть экспериментальных станций, на которых решаются задачи физики, химии, биологии и медицины. Новосибирский ЛСЭ построен на базе электронного ускорителя-рекуператора и предназначен для генерации узких спектральных линий с плавной перестройкой длин волн в диапазоне от 5 до 240 мкм. К настоящему времени реализована генерация излучения в диапазоне длин волн от 50 до 240 мкм. Данное излучение характеризуется относительной линией излучения 0,3 %, частотой повторения импульсов,

равной 5,6 МГц, и используется в научных и прикладных исследованиях. Средняя мощность излучения лазера на свободных электронах в данном диапазоне достигает 400 Вт и на несколько порядков превосходит мощность всех существующих в мире источников терагерцового диапазона. Поэтому с использованием Новосибирского ЛСЭ удаётся производить уникальные научные и прикладные исследования, которым нет аналогов в мире.

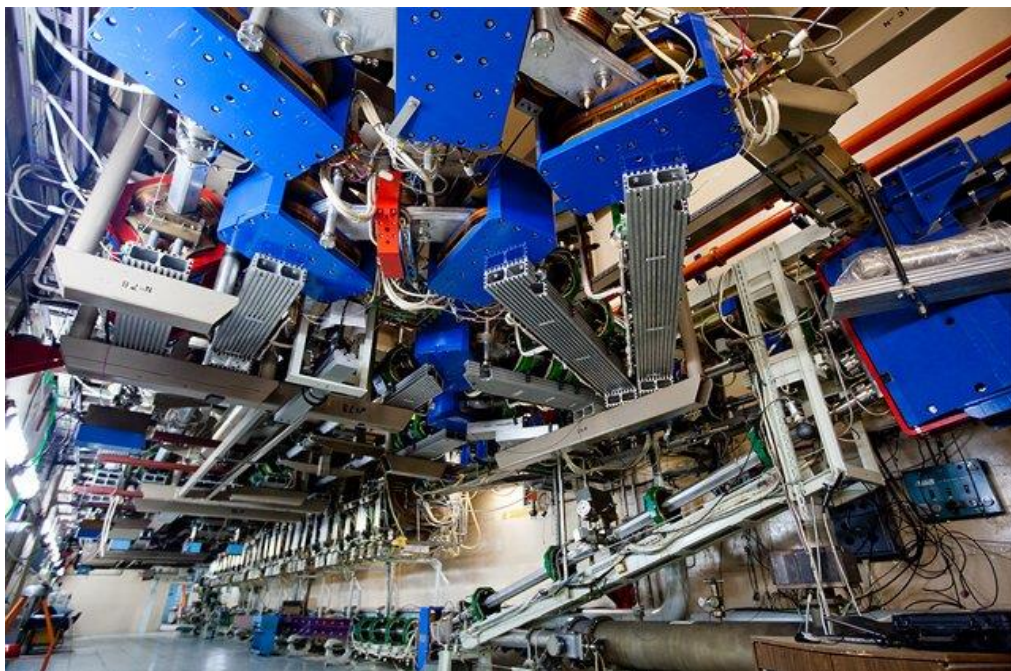


Рисунок 2.23. – Лазер на свободных электронах терагерцового диапазона

Экспериментальные исследования спектров пропускания и отражения образцов метаматериалов в терагерцовом диапазоне производились также в Институте физики НАН Беларуси – в соответствии с методом регистрации временных профилей импульсов терагерцового излучения (time-domain spectroscopy, TDS). Для этих целей был разработан и создан терагерцовый лазерно-оптический стенд, в котором использован фемтосекундный лазер на основе KYW:Yb, генерирующий излучение с длиной волны 1030 нм и длительностью импульса ~ 100 фс (рисунок 2.24).

Исследование свойств вмещающих сред как основы комплексных материалов, содержащих металлические включения спиральной формы, производились диссертантом в лаборатории физики твёрдого тела Института физики Ягеллонского университета (г. Краков, Польша) с использованием дифференциального сканирующего калориметра Pyris 1 DSC фирмы Perkin Elmer (рисунок 2.25).



Рисунок 2.24. – Терагерцовый лазерно-оптический стенд, созданный в Институте физики НАН Беларуси



Дифференциальный сканирующий калориметр Pyris 1 DSC (в центре), установка для термального анализа CryoFill с баллонами жидкого азота (слева), управляющий компьютерный терминал (справа)

Рисунок 2.25. – Общий вид экспериментальной установки Института физики Ягеллонского университета (г. Краков, Польша)

Нагревание и охлаждение образцов производилось с использованием установки для термального анализа CryoFill фирмы Perkin Elmer, в которой в качестве охлаждающего реагента применяется жидкий азот (N_2). Образец помещался в кювету, накрывался круглой пластиной, а затем на специальном прессе края кюветы плотно завальцовывались (рисунок 2.26).

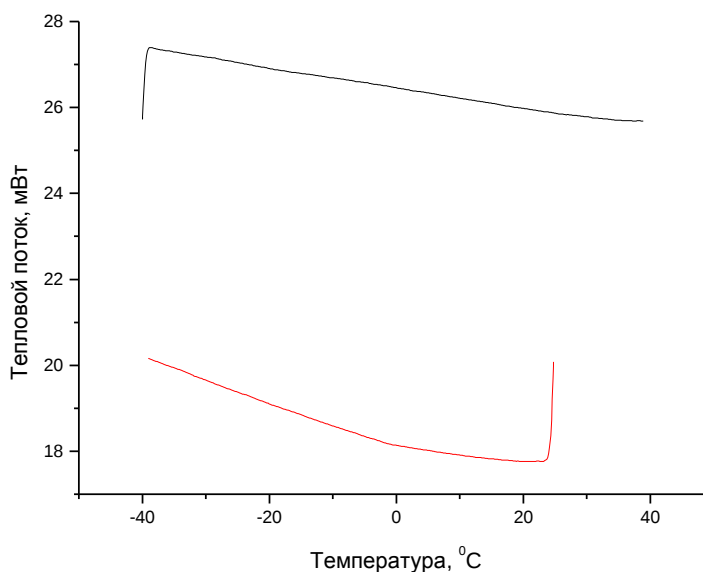


Диаметр 5 мм, высота 1,5 мм

Рисунок 2.26. – Кювета для помещения образца

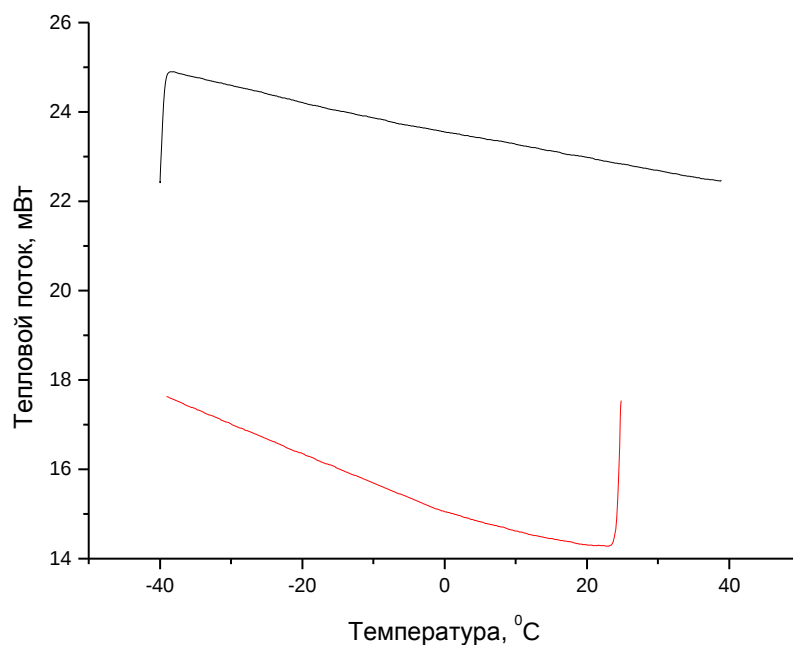
Исследования производились в температурном интервале от -40°C до $+40^{\circ}\text{C}$. Схема измерений для всех образцов была следующей: образец помещался в термокамеру калориметра, в течение одной минуты выдерживался при температуре $+25^{\circ}\text{C}$, затем охлаждался со скоростью 10°C в минуту до температуры -40°C , после чего в течение одной минуты выдерживался при температуре -40°C , а затем нагревался со скоростью 10°C в минуту до температуры $+40^{\circ}\text{C}$.

На рисунках 2.27–2.29 представлены результаты измерений теплового потока в зависимости от температуры, выполненные с использованием дифференциального сканирующего калориметра применительно к образцам из разных базовых материалов.



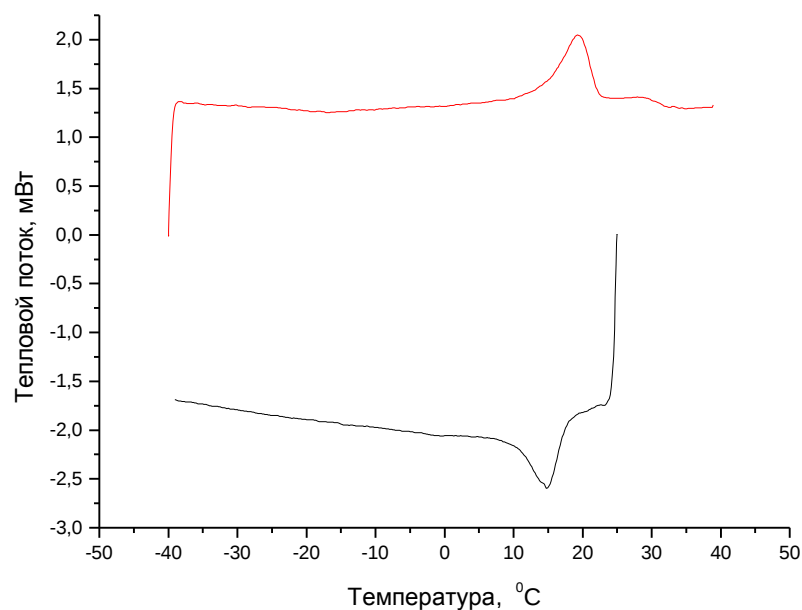
Образец из полиэтилена высокого давления

Рисунок 2.27. – Зависимость теплового потока от температуры



Образец из полипропилена

Рисунок 2.28. – Зависимость теплового потока от температуры



Образец из политетрафторэтилена

Рисунок 2.29. – Зависимость теплового потока от температуры

Образцы плёнок политетрафторэтилена исследовались также с использованием поляризационного микроскопа Carl Zeiss (рисунок 2.30), оснащённого приставкой Heat stage FP82 фирмы Mettler-Toledo и фотокамерой.



Рисунок 2.30. – Общий вид поляризационного микроскопа Carl Zeiss без приставки и фотокамеры

На рисунке 2.31 представлены фотографии текстуры политетрафторэтилена при различных температурах.



a)



б)

a – 20° С; *б* – 10° С

Рисунок 2.31. –Текстура политетрафторэтилена при различной температуре

В результате анализа текстур был подтверждён вывод, сделанный в ходе калориметрических исследований, о наличии в образце политетрафторэтилена фазового перехода в интервале температур от 15° С до 19° С (рисунок 2.29).

Известно также, что политетрафторэтилен имеет несколько температурных точек перехода [217]. При 19° С реализуется фазовый переход, связанный с преобразованием спирального строения макромолекул,

входящих в кристаллическую решетку – тригональная элементарная ячейка трансформируется в гексагональную. Это обусловлено тем, что при температуре ниже 19°C устойчива спираль, состоящая из 13 групп CF_2 , а при температуре выше 19°C – состоящая из 15 таких групп.

Образцы ДНК березы повислой (лат. *Betula pendula*) были предоставлены для экспериментов Государственным научным учреждением «Институт леса» НАН Беларуси. Исследования произведены в ГГУ им.Ф.Скорины с использованием экспериментального комплекса, предназначенного для определения поляризационных и энергетических характеристик лазерного излучения видимого диапазона прошедшего через образцы ДНК. В качестве источника света применялся He-Ne лазер, генерирующий излучение с длиной волны $\lambda=633\text{ нм}$. Структурная схема данного экспериментального комплекса изображена на рисунке 2.32, а внешний вид экспериментальной установки и измерительного оборудования – на рисунке 2.33.

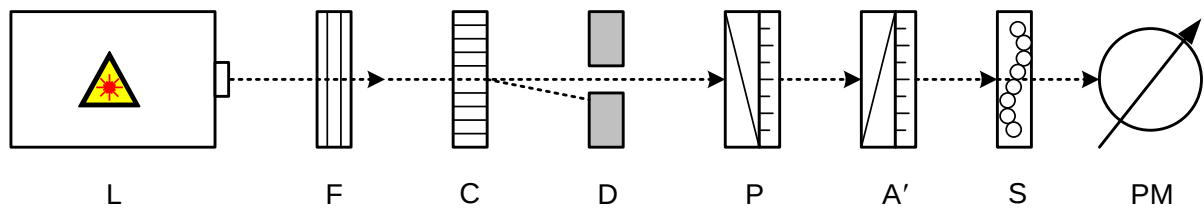


Рисунок 2.32. - Структурная схема экспериментального комплекса

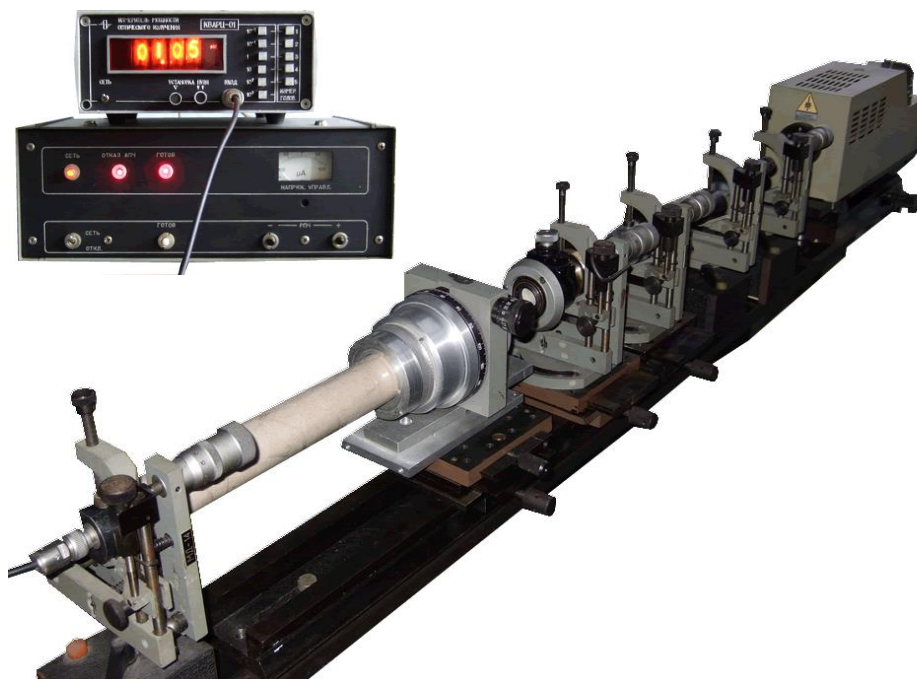


Рисунок 2.33. – Внешний вид экспериментальной установки и измерительного оборудования

В эксперименте He-Ne лазером L (рисунок 2.32) формируется пучок узконаправленного частично линейно поляризованного излучения. В структурную схему установки введены:

- оптический фильтр F , предназначенный для уменьшения интенсивности лазерного излучения;
- кристалл исландского шпата C , который разделяет лазерный пучок на два линейно поляризованных пучка, один из которых поглощается диафрагмой D , а второй проходит через неё и далее падает на четвертьволновую пластинку P ;
- анализатор A' , применяемый для определения типа поляризации излучения, вышедшего из четвертьволновой пластинки P ;
- образец S ДНК березы, заключенный в прозрачную полимерную пленку;
- чувствительный измеритель мощности излучения PM .

Для исследования поляризационной селективности молекулы ДНК в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне длин волн за основу экспериментальной установки был принят этот же экспериментальный комплекс, но для облучения образцов применялось излучение, соответствующее по частоте четвёртой гармонике АИГ-неодимового лазера (длина волны $\lambda = 266$ нм).

Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования зависимости коэффициента пропускания лазерного УФ излучения образцами ДНК от типа поляризации излучения приведена на рисунке 2.34.

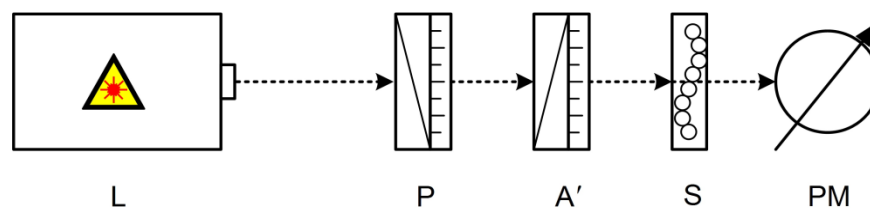


Рисунок 2.34. - Структурная схема экспериментальной установки для наблюдения циркулярного дихроизма в УФ диапазоне

Данная структурная схема отличается от аналогичной схемы для видимого диапазона (рисунок 2.33) в первую очередь тем, что в ней отсутствует двулучепреломляющий кристалл, так как АИГ-неодимовый лазер, используемый в данной установке, генерирует линейно поляризованное излучение достаточно высокой степени поляризации, и поэтому нет необходимости в дополнительной поляризации пучка. Пучок узконаправленного излучения с длиной волны $\lambda = 266$ нм, формируемый лазером L , жестко закрепленным на оптической скамье, падает на

четвертьволновую пластинку P , рассчитанную на данную длину волны. Четвертьволновая пластинка, изготовленная из кварца, который прозрачен для УФ излучения, помещена во вращающуюся металлическую оправу, на которую нанесена шкала, градуированная в угловых градусах. Вращающаяся оправа установлена во втулке, жестко скреплённой с металлической стойкой, которая может быть закреплена на оптической скамье. Анализатор A' – призма Глана – Фуко применяется для определения типа поляризации лазерного излучения. В эксперименте по определению интенсивности поглощённого ДНК излучения призма Глана – Фуко удаляется с оптической скамьи. На рисунке 2.34 символом S обозначен образец водного раствора ДНК; PM – измеритель мощности излучения. Так как АИГ-неодимовый лазер работает в импульсном режиме, в качестве измерителя мощности излучения PM использовался калориметрический приёмник, для которого характерна значительная инерционность.

Для экспериментального исследования спектров поглощения УФ излучения использовались растворы ДНК в дистиллированной воде (концентрация 100 нг/мл), которыми наполнялись мерные кюветы (рисунок 2.35).



Рисунок 2.35. – Кюветы с раствором растительной ДНК

При вращении четвертьволновой пластинки поляризация излучения плавно изменяется от линейной к циркулярной и обратно, при этом коэффициент прохождения света через ДНК также изменяется.

УФ спектры поглощения исследуемого раствора растительных ДНК регистрировались на спектрофотометре Specord M40 (рисунок 2.36) в интервале длин волн 220–300 нм.

На рисунке 2.36б приведена фотография одного из каналов спектрофотометра с размещенными в нем призмой Глана, четвертьволновой пластинкой и слоем раствора ДНК, находящимся между двумя кварцевыми стёклами. Структурная оптическая схема установки, показанной на рисунке 2.36, соответствует схеме эксперимента, приведённой на рисунке 2.34.



а)



б)

а – внешний вид; б – фото одного из каналов спектрофотометра
Рисунок 2.36. – Спектрофотометр Specord M 40

На рисунке 2.36б приведена фотография одного из каналов спектрофотометра с размещенными в нем призмой Глана, четвертьволновой пластинкой и слоем раствора ДНК, находящимся между двумя кварцевыми стёклами. Структурная оптическая схема установки, показанной на рисунке 2.36, соответствует схеме эксперимента, приведённой на рисунке 2.34.

Для исследования распространения объёмных акустических волн в твёрдых телах использован экспериментальный комплекс, структурная схема которого изображена на рисунке 2.37.

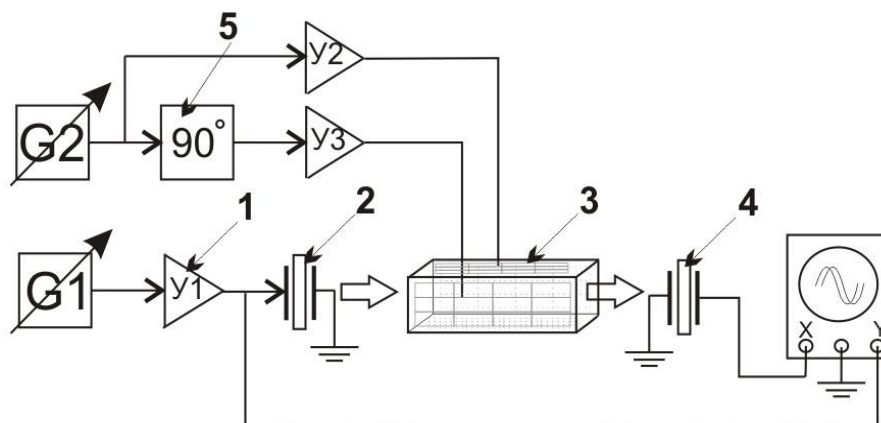


Рисунок 2.37. – Структурная схема экспериментального комплекса

Экспериментальный комплекс состоит из двух управляемых генераторов G1, G2; фазовращателя 5, обеспечивающего поворот фазы на 90°; двух усилителей высокого напряжения U2, U3; усилителя для управления U1 пьезокерамическим элементом; излучателя ультразвука 2, акустического волновода 3, приёмника ультразвука 4 и устройства индикации УИ, в качестве которого возможно применение двухканального осциллографа или аналого-цифрового преобразователя (АЦП).

В основе работы данного лабораторного комплекса лежит излучение и регистрация акустических волн пьезоэлектрическими элементами, связанными с измерительными приборами в соответствии с предложенной структурной схемой. С выхода генератора G1 гармонический сигнал поступает на усилитель У1 для управления пьезокерамическими элементами, при этом на обкладках пьезоизлучателя обеспечивается необходимый для нормальной работы уровень сигнала. Генератор G1 задает частоту акустической волны, распространяющейся в волноводе. Излучатель совершает объёмные сдвиговые колебания и возбуждает в акустическом волноводе поперечные колебания. На выходе волновода упругие колебания среды регистрируются посредством приёмника 4 и, усиленные в электронной части измерительного устройства, преобразуются в числовую форму. Генератор G2 задаёт частоту вращающегося электрического поля. Его выход подключен к электронному фазовращателю 5 и далее – к высоковольтному усилителю У3, а также напрямую к высоковольтному усилителю У2. Таким образом на выходе высоковольтных усилителей У2 и У3 формируется синусоидальный сигнал большой амплитуды, с фазовым смещением между каналами усилителей на 90° . При подаче полученных электрических сигналов на обкладки акустического волновода, расположенные во взаимно ортогональных плоскостях, формируется вращающееся электрическое поле, конец вектора напряжённости которого описывает круговую траекторию с центром на оси симметрии волновода, параллельной направлению распространения акустической волны. Варьируя частоты генераторов и коэффициенты усиления усилителей экспериментального комплекса, можно создавать различные условия исследований.

Внешний вид активной части экспериментального комплекса представлен на рисунке 2.38.

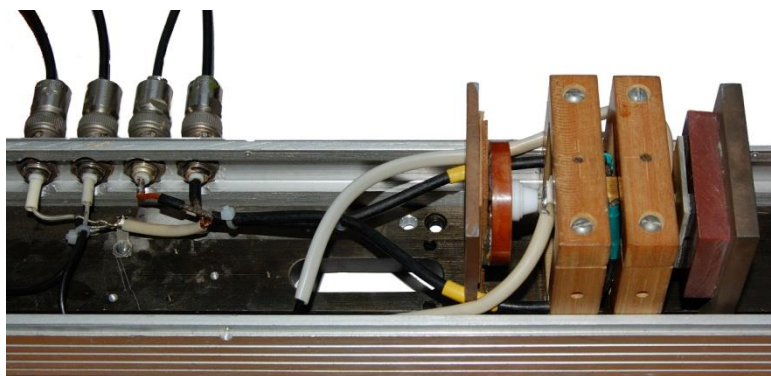


Рисунок 2.38. – Активная часть экспериментального комплекса

Акустический волновод закреплен в специальных рамках, обеспечивающих электрическую и акустическую изоляцию. Излучатель и

приёмник акустических колебаний расположены на торцах волновода и имеют непосредственный контакт с ним.

На рисунке 2.39а приведена фотография акустического волновода с установленными на нём электропроводящими обкладками. Переменное напряжение на электродах создает переменное электрическое поле в объеме волновода, что вследствие эффекта электрострикции позволяет передавать энергию электрического поля акустической волне.

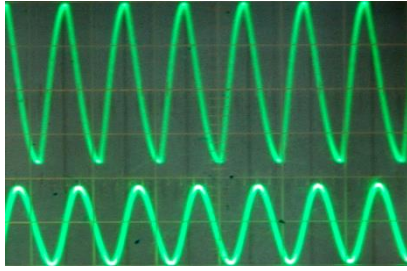


а – волновод; *б* – излучатели и приёмники ультразвука
Рисунок 2.39. – Акустический волновод с нанесёнными на него электропроводящими обкладками, акустические излучатели и приёмники ультразвука на основе срезов кристалла кварца

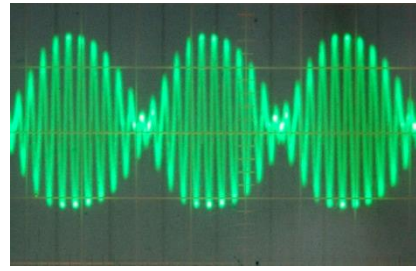
Излучатели и приемники акустических волн изображены на рисунке 2.39 б. Излучатели поперечных акустических волн выполнены на основе YZ -срезов кристалла кварца. Управление излучателями производится переменным электрическим полем посредством подведения переменного напряжения к обкладкам излучателей с блока усилителей. Резонансная частота применяемых излучателей лежит в области 28 МГц, а измерения производятся на частотах на порядок меньших, чем обеспечивается исключение собственных резонансов излучающих и регистрирующих элементов.

В описываемом комплексе можно задавать параметры, варьируя тем самым условия измерений, производить многофакторный анализ, управлять свойствами акустического волновода посредством искусственного изменения свойств среды, находящейся во внешнем электрическом поле. Индуцированная анизотропия свойств акустического волновода в результате воздействия переменных электрических полей периодически изменяется с течением времени.

При равенстве частот излучаемой акустической волны (нижняя синусоида на рисунке 2.40а) и частоты внешнего вращающегося электрического поля имеет место сложение акустических колебаний и – как следствие – резкое увеличение амплитуды проходящей волны (верхняя синусоида на рисунке 2.40а).



а)



б)

**а, вверху – при совпадении частот акустического и вращающегося электрического полей; б – при малом различии их частот;
а, внизу – осциллограмма сигнала с излучающего элемента**
Рисунок 2.40. – Осциллограммы сигналов на приемнике акустических волн при разном соотношении частот акустической волны и электрического поля

Если частоты различны, но мало отличаются, то наблюдается эффект модуляции акустических волн (рисунок 2.40б).

2.6 Общая методика теоретических исследований

Общая методика теоретического исследования свойств электромагнитных и акустических волн в гиротропных средах с периодической структурой основана на решении уравнений Максвелла и уравнений упругости, дополненных феноменологическими материальными уравнениями.

При выборе уравнений связи, характеризующих свойства среды, используются принцип симметрии кинетических коэффициентов Онзагера – Казимира и закон сохранения энергии поля, а также учитывается кристаллографическая симметрия среды.

Исследование упругих волн в кристаллах с нестационарной вращающейся структурой произведено с использованием перехода к вращающейся системе координат, жёстко связанной с внешним воздействующим полем. В такой системе координат вследствие симметрии материальных тензоров, характеризующих кристалл, свойства среды не зависят от времени и пространственных координат. Этим обстоятельством обусловлена возможность получения точных решений волнового уравнения в форме плоских монохроматических волн. При этом дифференциальное волновое уравнение сводится к системе алгебраических уравнений с постоянными коэффициентами. Из условия существования ненулевых решений этой системы следует дисперсионное алгебраическое уравнение

четвертой степени, корнями которого являются волновые числа собственных мод электромагнитного или акустического поля.

Подстановка найденных волновых чисел в систему алгебраических уравнений дала возможность определить эллиптичности всех четырех собственных мод поля во вращающейся системе координат. Каждая собственная мода, в общем случае эллиптически поляризованная, после перехода к обычной неподвижной системе координат может быть представлена в виде суперпозиции двух циркулярных волн с противоположными поляризациями и различными амплитудами и частотами. Эти две волны неразрывно связаны между собой, и коэффициент их связи определяется эллиптичностью собственной моды во вращающейся системе координат. Разность частот этих двух волн пропорциональна скорости вращения структуры, индуцированной внешним полем. Если воздействующее поле вращается только в зависимости от времени и остается однородным в пространстве, то две рассматриваемые волны имеют одинаковые волновые числа. Если же индуцированная структура является спирально неоднородной, то волновые числа пары волн отличаются на величину, обратно пропорциональную пространственному периоду вращения внешнего поля.

Амплитуды и фазы собственных мод, а также прошедших, отраженных и обращенных волн рассчитаны в результате аналитического и численного решений граничной задачи. Использованы стандартные условия непрерывности компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей, вектора упругого смещения на границах кристалла. Таким образом, учтены многократные отражения волн от поверхностей раздела сред.

2.7 Методика статистической обработки результатов исследований

Статистическая обработка результатов экспериментальных исследований производилась в соответствии с известными методиками, описанными, например, в работах [218–220].

Среднее арифметическое значение многократно измеренной величины вычислялось по формуле

$$\bar{x} = \frac{1}{m} \cdot \sum_{i=1}^m x_i, \quad (2.1)$$

где x_i – значение измеряемой величины, полученной при i -ом измерении;
 m – число измерений.

Среднее квадратичное отклонение от среднего арифметического значения вычислялось по формуле

$$S_x = \sqrt{\frac{1}{m(m-1)} \sum_{i=1}^m (x_i - \bar{x})^2}. \quad (2.2)$$

После задания доверительной вероятности δ и определения коэффициента Стьюдента t_s (по таблице, с учётом значений δ и m) вычисляется модуль доверительного интервала Δx :

$$\Delta x = t_s \cdot S_x. \quad (2.3)$$

Результаты прямых измерений записывались в виде:

$$x = \bar{x} \pm \Delta x, \quad \varepsilon = A\%, \quad \delta = B, \quad (2.4)$$

где $\varepsilon = A = \frac{\Delta x}{\bar{x}} \cdot 100\%$ – относительная погрешность измерения,

B – заданная доверительная вероятность.

Погрешность экспериментальных результатов определялась с учётом нормального распределения и доверительной вероятности, равной 0,9.

Статистическая обработка экспериментальных данных производилась с использованием программных средств математического пакета MathCAD 14.0 и электронных таблиц Microsoft Excel 2007-2016.

Выводы к главе 2

В настоящей главе содержится общая характеристика работ на разных этапах исследования и использованных при этом средств, в частности:

- перечислены и кратко охарактеризованы основные этапы произведённого в диссертации исследования распространения электромагнитных волн в метаматериалах и спирально-структурированных системах с оптимальными параметрами;
- обоснована целесообразность применения и описана суть методов, использованных при изготовлении экспериментальных образцов метаматериалов на основе спиральных элементов, предназначенных для работы в СВЧ и терагерцовом диапазонах;
- приведено описание оборудования, использованного в экспериментальных исследованиях;
- кратко изложена общая методика теоретического исследования свойств электромагнитных и акустических волн в гиротропных средах с периодической структурой.

В завершение главы кратко описана методика статистической обработки результатов исследований.

ГЛАВА 3

ИСКУССТВЕННЫЕ СПИРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ ИЗ ЭЛЕМЕНТОВ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ДЛЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

3.1 Преобразование поляризации электромагнитных волн посредством спиральных излучателей

Цель данной главы – исследование взаимодействия электромагнитного излучения микроволнового диапазона с двумерной решеткой, состоящей из металлических спиралей с предварительно рассчитанными оптимальными параметрами и демонстрация того, что такие структуры можно использовать для преобразования поляризации электромагнитных волн микроволнового диапазона, в частности для получения циркулярно поляризованных волн.

В большей части работ, посвященных данному вопросу, рассмотрены цилиндрические спиральные антенны, соединенные с питающим фидером (активные спирали), и в таких устройствах реализован режим осевого излучения с эллиптической поляризацией излучения [221]. В рассмотренной и рассчитанной в данной главе двумерной решетке, состоящей из двухвитковых спиралей, спиральный элемент является пассивным в отличие от известных и обеспечивает формирование циркулярно поляризованной волны в направлении, перпендикулярном осевому, вследствие излучения связанных между собой компонент электрического дипольного и магнитного моментов.

Наиболее близок к рассматриваемой нами искусственной системе является устройство для преобразования поляризации, содержащее диэлектрический слой решетчатой структуры, сформированный из одинаковых электропроводящих элементов [222]. Указанный диэлектрический слой представляет плату, на одной стороне которой создана решетчатая структура из одинаковых электропроводящих элементов в виде меандровых линий, расположенных параллельно друг другу под углом 45° к плоскости линейной поляризации электромагнитной волны. Кроме того, параметры решетчатой структуры подобраны таким образом, чтобы обеспечить требуемое изменение фазы взаимно перпендикулярных составляющих вектора напряжённости электрического поля электромагнитной волны, проходящей через антенный поляризатор. Анализируемое устройство обеспечивает получение волны с круговой поляризацией только при

прохождении электромагнитной волны через поляризатор, следовательно, его нельзя применять в отражающих системах.

В способе, рассмотренном в данном разделе, преобразование поляризации электромагнитной волны из линейной в круговую происходит вне зависимости от ориентации плоскости линейной поляризации падающей электромагнитной волны при заданном направлении распространения падающей волны.

Формирование циркулярно поляризованной волны происходит благодаря излучению связанных между собой электрического дипольного момента и магнитного момента каждой спирали, которые дают равные по абсолютной величине вклады в отраженную волну.

3.1.1 Расчёт электрического дипольного и магнитного моментов, возникающих в спирали под действием падающей волны

Характеристики электромагнитного излучения, рассеянного на спиральном элементе, зависят от соотношения геометрических размеров спирали и длины волны. Рассмотрим случай, когда линейные геометрические размеры спирали много меньше длины падающей волны, что позволяет применить дипольное приближение теории излучения [16].

Для этого случая найдем электрический дипольный и магнитный дипольный моменты спирали. Одновременное возникновение в каждом спиральном элементе электрического дипольного и магнитного моментов, связанных между собой и индуцированных внешним полем, есть главное условие проявления гиротропных свойств структуры.

Необходимо вычислить все компоненты электрического дипольного и магнитного моментов спирали, от соотношения которых зависит поляризация излучаемой волны.

Пусть l – координата, отсчитываемая вдоль спирали, L – длина спирали, $\vec{S}(l)$ – смещение электронов проводимости вдоль спирали. Тогда вектор дипольного момента $\vec{p}$ можно представить в виде:

$$\vec{p} = \int \vec{P} dV = \int Q N_e \vec{S}(l) dV = -e N_e S_w \int_{-L/2}^{L/2} \vec{S}(l) dl, \quad (3.1)$$

где $Q = -e$ – заряд электрона, $dV = S_w dl$ – объем элемента спирали, S_w – площадь поперечного сечения проволоки, N_e – объёмная концентрация электронов проводимости.

Рассмотрим спираль, состоящую из одного витка радиуса r и имеющую длину L . Высота спирали $H = h N_c$, угол подъема спирали относительно

плоскости, перпендикулярной оси спирали, равен α , ось спирали совместим с осью ox , N_c – число витков спирали (рисунок 3.1).

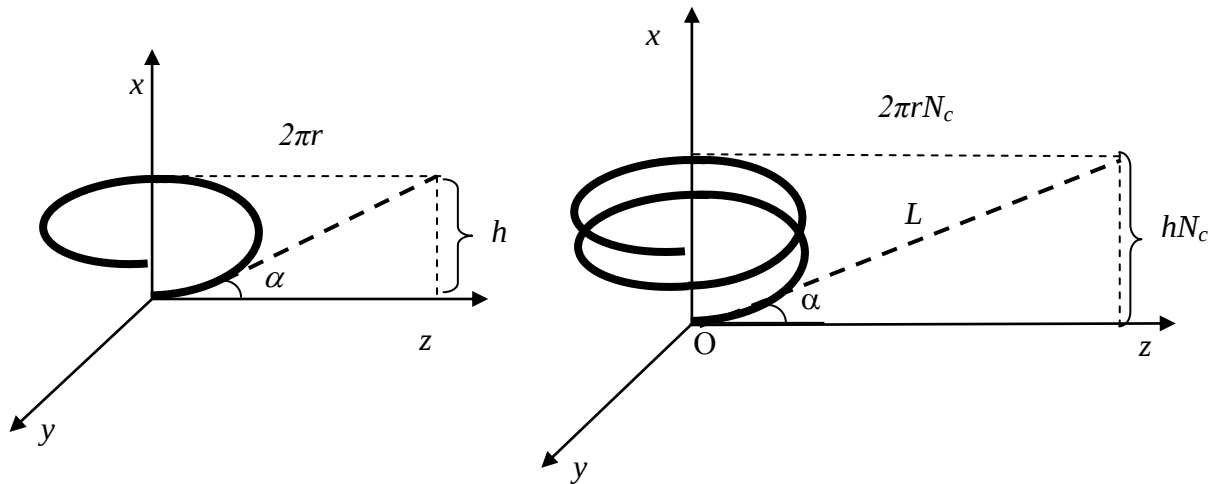


Рисунок 3.1. – Схематическое изображение спирали и её развёртки

Введем в описание величину удельного кручения спирали q , связанную с шагом спирали h соотношением:

$$h = \frac{2\pi}{|q|}. \quad (3.2)$$

Знак величины q определяет направление кручения спирали в пространстве. При $q > 0$ спираль образует правый винт (см. рисунок 3.1).

Будем рассматривать главный резонанс, когда длина спирали приблизительно равна половине длины волны падающего излучения. В этом случае сила тока монотонно убывает при удалении от центра спирали, обращаясь в нуль на ее краях. В работе [60] рассмотрена модель линейного убывания тока от центра к концам спирали.

Однако более точной является модель гармонического убывания тока от центра к концам спирали. Это соответствует установившемуся колебанию стоячей волны, причем на концах спирали ток равен нулю, а наибольшее значение интенсивности соответствует колебаниям, половина длины волны которых укладывается на длине спирали. Гармоническая зависимость тока от координаты рассмотрена ниже. Этот пример важен потому, что произвольное распределение тока в спирали может быть сведено при помощи фурье-анализа к гармонической зависимости тока от координаты.

Показано, что y -компоненты электрического дипольного и магнитного моментов спирали обращаются в нуль независимо от числа витков спирали.

Это свойство обусловлено симметричностью распределения тока относительно центра спирали.

По мере возрастания числа витков абсолютные значения z -компонент электрического дипольного и магнитного моментов спирали уменьшаются по сравнению со значениями x -компонент. Таким образом, главную роль играют составляющие моментов вдоль оси спирали.

Для установления общих закономерностей рассмотрим монохроматическую зависимость смещения электронов проводимости от времени:

$$S(x, t) = S(x) \exp(-i\omega t), \quad (3.3)$$

где ω – циклическая частота изменения тока в спирали. В этом случае выполняется следующее соотношение между смещением электронов проводимости S и силой тока I :

$$S = -\frac{i}{eN_c \omega S_w} I. \quad (3.4)$$

Учитывая формулы (3.1) и (3.4), можно получить следующее известное [223, 224] выражение для x -компоненты электрического дипольного момента спирали:

$$p_x = \frac{i}{\omega} \int_{x_1}^{x_2} I(x) dx. \quad (3.5)$$

Используя соотношения (3.1) и (3.5) и учитывая геометрические параметры спирали, вычислим также x -компоненту магнитного момента:

$$m_x = \frac{1}{2} r^2 q \int_{x_1}^{x_2} I(x) dx. \quad (3.6)$$

Из выражений (3.5) и (3.6) следует соотношение между проекциями электрического дипольного и магнитного моментов на ось спирали –

$$p_x = \frac{2i}{\omega r^2 q} m_x, \quad (3.7)$$

которое является универсальным, поскольку не зависит от распределения тока в спирали [21–А]. Именно x -компоненты моментов спирали играют главную роль при излучении циркулярно поляризованной волны в направлении, перпендикулярном оси спирали.

Соотношение (3.7) проверено нами на примере трех частных случаев распределения тока в спирали: постоянного тока, линейного убывания тока от центра к концам спирали, гармонической зависимости тока от координаты.

Универсальность соотношения (3.7) следует понимать и в более широком смысле. В искусственной гиротропной структуре ток в каждой

спирали может изменяться не только в результате прямого воздействия падающей электромагнитной волны, но и под влиянием других спиралей, образующих структуру. Однако при любых изменениях тока компоненты электрического дипольного момента p_x и магнитного момента m_x изменяются согласованно, и соотношение (3.7) остается справедливым. Поэтому геометрические параметры спирали, приведенные ниже, обеспечивают получение циркулярно поляризованной волны даже при значительном возрастании концентрации спиральных элементов в искусственной структуре.

3.1.2 Вычисление параметров спирали, необходимых для пассивного излучения циркулярно поляризованной волны в условиях резонанса. Учет числа витков спирали

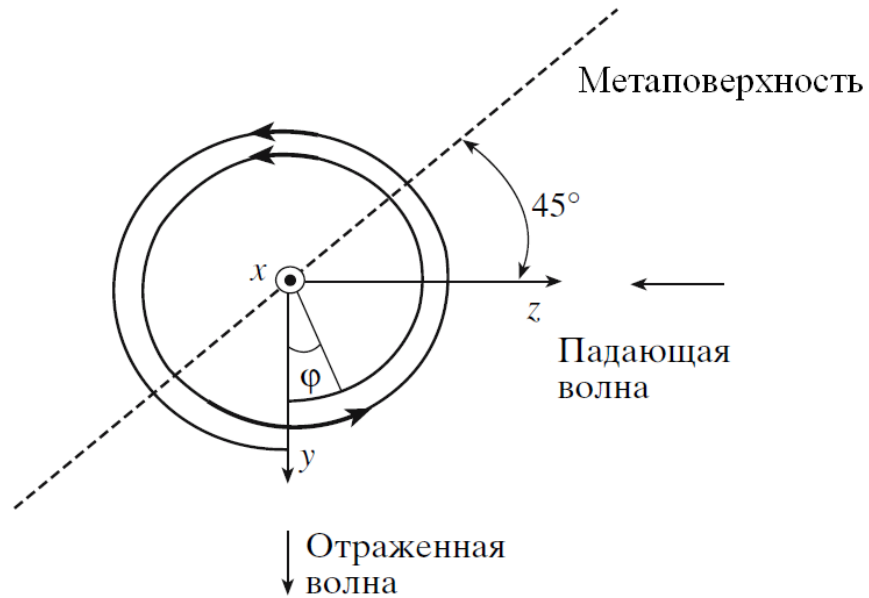
В дипольном приближении напряжённость электрического поля излучаемой волны имеет вид [16, 225]:

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi R} \left(\left[[\ddot{\vec{p}}, \vec{n}] \vec{n} \right] + \frac{1}{c} [\vec{n}, \ddot{\vec{m}}] \right), \quad (3.8)$$

где $\vec{R}$ – радиус-вектор, проведённый из центра спирали в точку наблюдения; μ_0 – магнитная постоянная; R – расстояние от центра спирали до точки наблюдения; $\vec{n}$ – единичный вектор волновой нормали; c – скорость света в вакууме; точками над обозначениями векторных величин обозначена операция двукратного дифференцирования по времени.

Будем рассматривать волну, излучаемую спиралью в направлении оси y . При этом падающая волна, возбуждающая спираль, распространяется противоположно выбранному положительному направлению оси z (рисунок 3.2).

В эксперименте, описание которого приведено ниже, спирали расположены на пластине из радиопрозрачного материала (пенопласта). Поэтому при угле падения, равном 45° , отраженная от решетки волна сформирована только волнами, излученными каждой спиралью в направлении оси y . Все излученные волны имеют одинаковую фазу и поляризацию, что приводит к их взаимному усилению. Следовательно, отраженная от решетки волна имеет такую же поляризацию, как и волна, излученная каждой спиралью в направлении оси y .



Направление тока указано стрелками, сила тока пропорциональна длине стрелки; φ - полярный угол

Рисунок 3.2. – Схема распределения тока в двухвитковой спирали и ориентация спирали относительно направлений распространения падающей и отражённой волны

Такая геометрия эксперимента облегчает исследование излучаемой волны, интенсивность которой в случае отдельной спирали значительно уступала бы интенсивности падающей волны.

Пусть ориентация приемной антенны задается единичным вектором $\vec{c}_0$, лежащим в плоскости XOZ и образующим угол θ с осью x , то есть с вектором напряженности электрического поля падающей волны (рисунок 3.3).

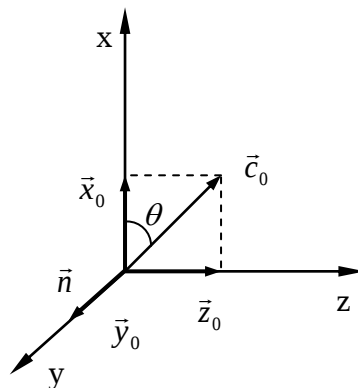


Рисунок 3.3. – Ориентация приемной антенны относительно осей координат

В этом случае интенсивность сигнала, регистрируемого приемной антенной, пропорциональна величине, равной

$$\mathcal{S} = \left\langle \left(\vec{E} \vec{c}_0 \right)^2 \right\rangle_t, \quad (3.11)$$

где угловыми скобками обозначена операция усреднения по времени. Для удобства дальнейших вычислений представим ненулевые компоненты электрического и магнитного моментов спирали (выражения для которых были найдены выше) в виде:

$$p_x = p_{x_0} S_0, \quad p_z = p_{z_0} S_0; \quad (3.12)$$

$$m_x = i m_{x_0} S_0, \quad m_z = i m_{z_0} S_0. \quad (3.13)$$

Используя равенства (3.8)–(3.10), (3.12), (3.13), вычислим интенсивность сигнала, регистрируемого приемной антенной:

$$\begin{aligned} \mathcal{S} = \frac{\mu_0^2 \omega^4}{32\pi^2 R^2} |S_0|^2 & \left(\left(p_{x_0}^2 + \frac{1}{c^2} m_{z_0}^2 \right) \cos^2 \theta + \left(p_{z_0}^2 + \frac{1}{c^2} m_{x_0}^2 \right) \sin^2 \theta + \right. \\ & \left. + \left(p_{x_0} p_{z_0} - \frac{1}{c^2} m_{x_0} m_{z_0} \right) \sin 2\theta \right). \end{aligned} \quad (3.14)$$

Исследуем возможность излучения спиралью циркулярно поляризованной волны. Так как для этого должны быть выполнены соотношения

$$|p_z| \ll |p_x|, \quad \frac{1}{c} |m_z| \ll |p_x|,$$

то после их учёта в выражении (3.14) получим условие излучения циркулярной волны:

$$|p_x| = \frac{1}{c} |m_x|. \quad (3.15)$$

При выполнении условия (3.15) интенсивность регистрируемого сигнала $\mathcal{S}$ не зависит от угла θ ($\mathcal{S} = \text{const}$) и киральные свойства спирали проявляются наиболее сильно, так как электрическое поле падающей волны возбуждает в спирали не только электрический дипольный момент, но и не менее значимый магнитный момент.

Для определения параметров спирали, при которых возможно излучение циркулярно поляризованной волны, используем универсальное соотношение (3.15), полученное выше для компонент электрического

дипольного и магнитного моментов спирали при произвольном распределении тока, а также условие главного частотного резонанса

$$\frac{\lambda}{2} = L, \quad (3.16)$$

где λ – длина волны падающего электромагнитного излучения.

Учитывая соотношение между геометрическими параметрами спирали (рисунок 3.1)

$$L \cos \alpha = 2\pi N_c, \quad (3.17)$$

получим тригонометрическое уравнение для определения угла подъема спирали α :

$$4N_c \operatorname{tg} \alpha = \cos \alpha, \quad (3.18)$$

или

$$\sin^2 \alpha + 4N_c \sin \alpha - 1 = 0. \quad (3.19)$$

Корни уравнения (3.19) с учетом положительного значения угла α можно записать в виде:

$$\alpha = \arcsin \left(-2N_c + \sqrt{4N_c^2 + 1} \right). \quad (3.20)$$

В таблице 3.1 приведены значения угла подъема спирали для различного числа витков, при которых возможно излучение спиралью циркулярно поляризованной волны.

Таблица 3.1. – Значения угла подъема спирали для различного числа витков, при которых возможно излучение спиралью циркулярно поляризованной волны

N_c	1	2	3	4	5	6	7	8
α , град	13,65	7,10	4,75	3,60	2,90	2,40	2,00	1,80

Как следует из таблицы, излучение циркулярно поляризованной волны возможно как при нечетном, так и при четном числе витков спирали. Результаты экспериментов свидетельствуют, что интенсивность волны, излучаемой спиралью, быстро убывает при увеличении числа витков, т.е. по мере уменьшения угла подъема спирали. Следовательно, оптимальным числом витков является $N_c = 1$ или $N_c = 2$.

Для спирали, состоящей из одного витка, следует исключить влияние компонент электрического и магнитного моментов p_z и m_z , ортогональных оси спирали. Поэтому для получения циркулярно поляризованной волны концы одно- витковой спирали должны быть направлены навстречу

падающей волне.

В спирали с двумя витками распределение тока является более симметричным и излучение циркулярно поляризованной волны имеет место при любой ориентации концов спирали относительно волнового вектора падающей волны.

На основании полученных результатов найдем значения параметров спирали, при которых возможно излучение спиралью циркулярно поляризованной волны, если спираль возбуждается линейно поляризованной волной с частотой $\nu=3$ ГГц. Длина проволоки, из которой изготовлена спираль, должна соответствовать условию главного частотного резонанса, т.е. $L = 5$ см. Выберем значение угла подъема спирали из таблицы: $\alpha = 7,1^\circ$, которое реализуется при $N_c = 2$. Радиус спирали можно рассчитать при помощи формулы (3.17): $r = 3,95 \cdot 10^{-3}$ м. Шаг спирали найдем, воспользовавшись соотношением $h = \frac{L \sin \alpha}{N_c}$: $h=3,1 \cdot 10^{-3}$ м.

Для проверки выполненных теоретических расчетов и создания преобразователя поляризации с целью излучения циркулярно поляризованной волны был изготовлен экспериментальный образец, содержащий двухвитковые спиральные элементы с указанными выше параметрами (рисунок 3.4).

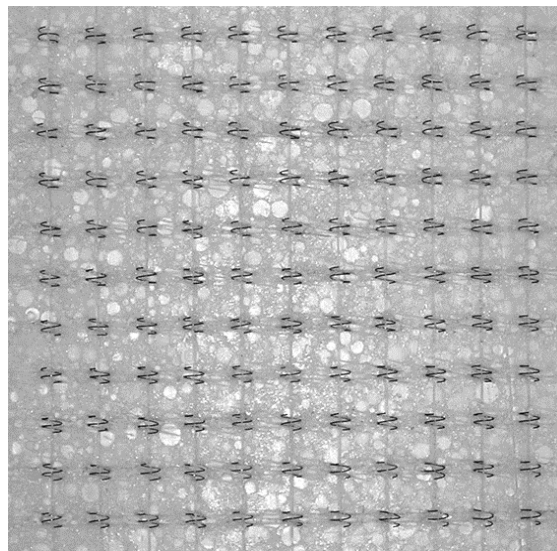


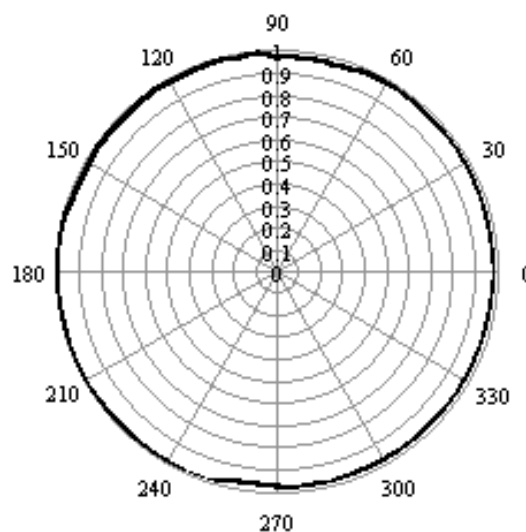
Рисунок 3.4. – Двумерная гиротропная решётка, состоящая из двухвитковых спиральных излучателей, закреплённых на пластине из пенопласта

Результаты исследования излучения, отражённого двумерной гиротропной решёткой, изготовленной на основе двухвитковых спиральных излучателей, изложим в следующем подразделе.

3.1.3 Экспериментальное исследование электромагнитного излучения, отражённого двумерной гиротропной структурой

Для измерения поляризационной характеристики электромагнитного излучения, отражённого двумерной гиротропной структурой, в работе применен метод, основанный на использовании приёмной антенны с линейной поляризацией поля (рупорная антенна в экспериментальной установке, описанной в подразделе 2.5.3).

В частотном интервале 2,6–3,9 ГГц проведены исследования зависимости коэффициента эллиптичности электромагнитной волны, отраженной двумерной гиротропной решеткой, от частоты падающего излучения. Коэффициент эллиптичности K отражённой волны вычисляли непосредственно с использованием поляризационной диаграммы – как отношение минимального значения уровня сигнала к максимальному его значению, которые определялись по индикатору приёмника. Результаты исследования приведены на рисунках 3.5, 3.6.



Параметры спирали: $L = 5$ см; $r = 3,95 \cdot 10^{-3}$ м; $N_c = 2$; $\alpha = 7,1^\circ$; $h = 3,1 \cdot 10^{-3}$ м; резонансная частота падающей линейно поляризованной волны 2,85 ГГц

Рисунок 3.5. – Поляризационная диаграмма электромагнитной волны, отражённой метаповерхностью, образованной двухвитковыми спиральными элементами

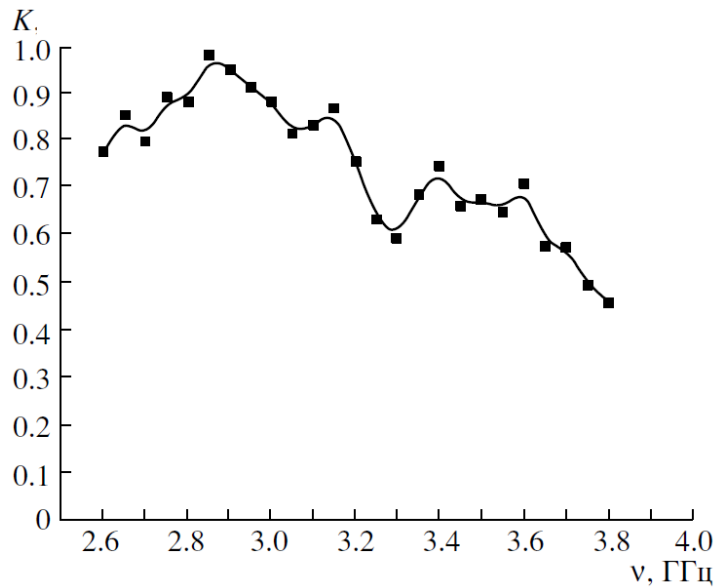


Рисунок 3.6. – Частотная зависимость коэффициента эллиптичности электромагнитной волны, отражённой от метаповерхности, состоящей из упорядоченных двухвитковых спиральных элементов

Как видно из графика на рисунке 3.6, максимальное значение коэффициента эллиптичности находится в диапазоне частот 2,8-2,9 ГГц. Теоретический расчет предполагает циркулярную поляризацию отраженной волны для данного образца на частоте падающего излучения, равной 3 ГГц. Такой сдвиг наблюдаемой резонансной частоты по сравнению с расчетной может быть объяснен замедлением электромагнитных волн в спиральных элементах метаматериала. Это уменьшение скорости волн может происходить в результате индуцирования значительных электрических дипольных и магнитных моментов в спиральных.

Падающую линейно поляризованную волну можно рассматривать как суперпозицию двух циркулярно поляризованных волн: «правой» и «левой». Правая спираль с найденными оптимальными параметрами на резонансной частоте излучает только левую циркулярную волну и не взаимодействует с волной противоположной поляризации. Следовательно, правую спираль с такими параметрами при соответствующей ориентации спирали можно рассматривать как “ортогональный осциллятор” по отношению к правой круговой волне на резонансной частоте. Другими словами, оптимальная спираль является прозрачной по отношению к правой и левой циркулярно поляризованной волне, в зависимости от направления закручивания спирали.

Таким образом, в данном подразделе разработаны теоретические основы преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой, в том числе с целью трансформации линейно поляризованной волны в циркулярную. Сделанные при этом выводы подтверждены экспериментально [127–А, 128–А].

3.2 Оптимальная форма спирали: одинаково высокая значимость диэлектрических, магнитных и киральных свойств

В предыдущем разделе было исследовано излучение циркулярно поляризованной волны спиралью, которая активируется падающей линейно поляризованной электромагнитной волной. Возможность указанного преобразования поляризации была экспериментально доказана на примере двумерной решетки, образованной двухвитковыми спиралями. Однако в последующих исследованиях было показано, что при использовании одновитковых спиралей интенсивность преобразованной волны должна значительно возрасти. Поэтому в настоящем разделе в качестве инструмента для формирования циркулярно поляризованной СВЧ волны рассматривается одновитковая спираль, оптимальные параметры которой рассчитываются предварительно. В эксперименте используется двумерная решётка, состоящая из идентичных одновитковых спиралей. Волны, отражённые спиралями, имеют одинаковую поляризацию и согласованы по фазе, что обуславливает их взаимное усиление. В результате образуется отражённая решеткой циркулярно поляризованная волна значительной интенсивности. В данной главе делается упор на свойства отдельной оптимальной спирали. Показано, что такая спираль имеет диэлектрическую, магнитную и киральную восприимчивость, равную друг другу. Это свойство обеспечивает дальнейшее широкое использование оптимальных спиралей.

Рассматривается главный частотный резонанс, когда длина спирали равна половине длины волны падающего излучения. В этом случае сила тока монотонно убывает при удалении от центра спирали, обращаясь в нуль на ее краях. При излучении циркулярно поляризованной волны в направлении, перпендикулярном оси спирали, основную роль играют компоненты электрического дипольного момента p_x и магнитного момента m_x вдоль оси Ox (см. рисунок 3.7).

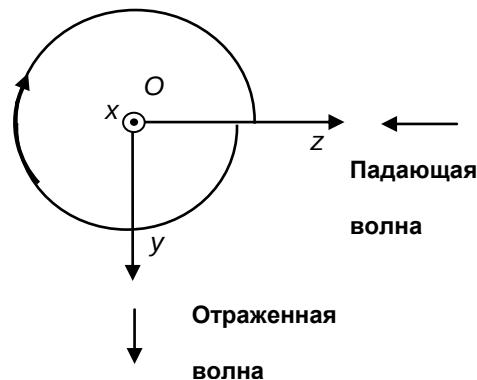


Рисунок 3.7. – Ориентация спирали относительно осей координат

Параметры спирали рассчитаны таким образом, чтобы формирование циркулярно поляризованной волны происходило только благодаря излучению компонент p_x и m_x . При этом составляющие моментов вдоль осей OY и OZ могут оказывать только искажающее воздействие на излучение циркулярно поляризованной волны, и их влияние следует минимизировать. Поскольку ток в спирали распределен симметрично относительно ее центра, компоненты p_z и m_z обращаются в нуль. Величина компонент p_y и m_y может быть значительно уменьшена вследствие наличия в спирали четного числа витков.

В то же время экспериментальные данные показывают, что для увеличения интенсивности преобразованной волны количество витков спирали следует уменьшить. При сохранении условия главного частотного резонанса это означает увеличение угла подъема спирали, то есть угла, образованного касательной к спирали и плоскостью, ортогональной оси спирали. Для качественной оценки влияния угла подъема спирали α на интенсивность отраженной волны рассмотрим эффективный электрический дипольный момент, индуцируемый в спирали электрическим полем падающей волны:

$$p^{\text{эфф}} = q^{\text{эфф}} \cdot l^{\text{эфф}}, \quad (3.21)$$

где $q^{\text{эфф}}$ – эффективный электрический заряд одного знака, возникающий в каждой половине спирали вследствие смещения электронов проводимости; $l^{\text{эфф}}$ – эффективное плечо диполя, индуцированного в спирали.

При гармоническом изменении воздействующего поля со временем по закону $e^{-i\omega t}$ с циклической частотой ω можно записать

$$q^{\text{эфф}} = \frac{i}{\omega} I^{\text{эфф}}, \quad (3.22)$$

где i – мнимая единица, $I^{\text{эфф}}$ – эффективная сила тока в спирали.

В соответствии с законом Ома

$$I^{\text{эфф}} \sim E_s, \quad (3.23)$$

где знак “ $\sim$ ” означает пропорциональность,

$$E_s = E \sin \alpha \quad (3.24)$$

- компонента напряженности электрического поля E , касательная к любому элементу спирали, α - угол подъема спирали, вектор напряженности электрического поля падающей волны колеблется вдоль оси спирали.

В свою очередь,

$$l^{\text{эфф}} \sim L \sin \alpha, \quad (3.25)$$

где L - полная длина проволоки, из которой изготовлена спираль. Применяя теорию дипольного излучения, получаем качественную зависимость интенсивности волны, излученной спиралью, от угла подъема спирали α

$$I \sim \sin^4 \alpha. \quad (3.26)$$

Таким образом, наиболее предпочтительной является спираль с максимальным углом подъема, то есть одновитковая спираль.

Условие излучения циркулярной волны имеет вид (3.15).

При этом компоненты электрического дипольного момента p_y , p_z и магнитного момента m_y , m_z , ортогональные оси спирали, не должны давать вклад в излученную волну. Этому условия можно добиться и в случае нечетного числа витков спирали. Для этого необходимо ориентировать края спирали (поворачивая спираль вокруг оси Ox) в направлении падающей волны, как показано на рисунке 3.7. Ближний к наблюдателю конец спирали изображен крупнее по правилам перспективы, несмотря на то, что элементы решетки имеют форму цилиндрической спирали.

При такой конфигурации $p_z=0$, $m_z=0$ вследствие симметрии распределения тока вдоль спирали. Компоненты p_y и m_y не обращаются в нуль, однако в направлении оси Oy эти компоненты электрического дипольного и магнитного моментов не излучают и, следовательно, не искажают циркулярно поляризованную волну.

В предыдущем разделе приведен расчет оптимальных параметров спиралей, основанный на использовании универсального соотношения (3.7).

Формула (3.7) является верной для любого распределения тока вдоль спирали, при этом ток может быть индуцирован как падающей волной, так и полями, созданными другими спиралями. Следовательно, оптимальные свойства проявляются не только для отдельных спиралей, но и для искусственных структур, в которых концентрация спиралей может достигать больших значений.

Оптимальный угол подъема спирали, рассчитанный при условии главного частотного резонанса, можно записать в виде

$$\alpha = \arcsin\left(-2N_c + \sqrt{4N_c^2 + 1}\right), \quad (3.27)$$

где N_c – число витков спирали.

В целях экспериментальной проверки полученных результатов найдены значения параметров одновитковой спирали, при которых возможно излучение циркулярно поляризованной волны спиралью, возбуждаемой линейно поляризованной волной, частота которой $\nu = 3$ ГГц.

Изготовлен экспериментальный образец, содержащий одновитковые спиральные элементы со следующими параметрами:

$$N_c = 1, \alpha = 13,6^\circ, L = 0,05 \text{ м}, r = 7,75 \cdot 10^{-3} \text{ м}, h = 0,012 \text{ м}, d = 1 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

Одновитковые спирали изготавливались посредством наматывания медной проволоки на шаблон.

Образец двумерной решётки, составленной из 256 упорядоченных одновитковых левосторонних спиральных элементов, был изготовлен на пенопластовой подложке (рисунок 3.8).

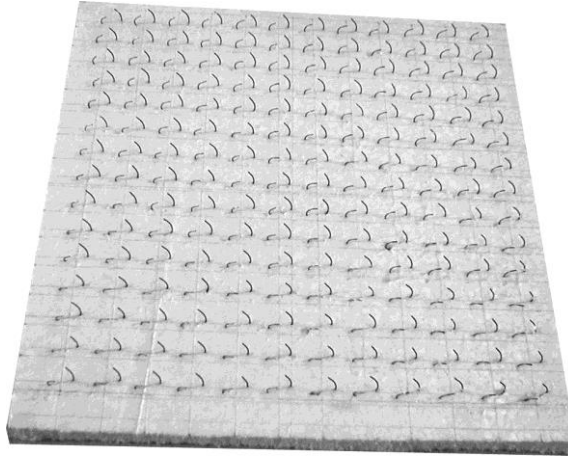
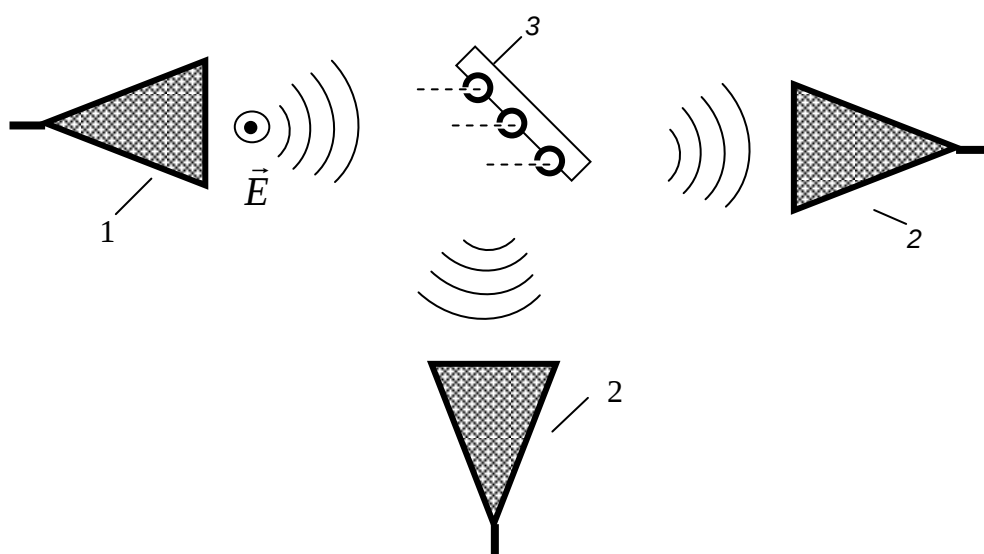


Рисунок 3.8. – Образец двумерной решётки, изготовленной из 256 упорядоченных одновитковых левосторонних спиральных элементов

В целях уменьшения влияния излучения, отражённого от стен, и создания условий, близких к условиям “свободного пространства”, исследования проводились в безэховой камере в ГГУ им.Ф.Скорины. Для измерения поляризационной характеристики применялся метод, основанный на использовании приемной антенны с линейной поляризацией поля (рупорная антенна).

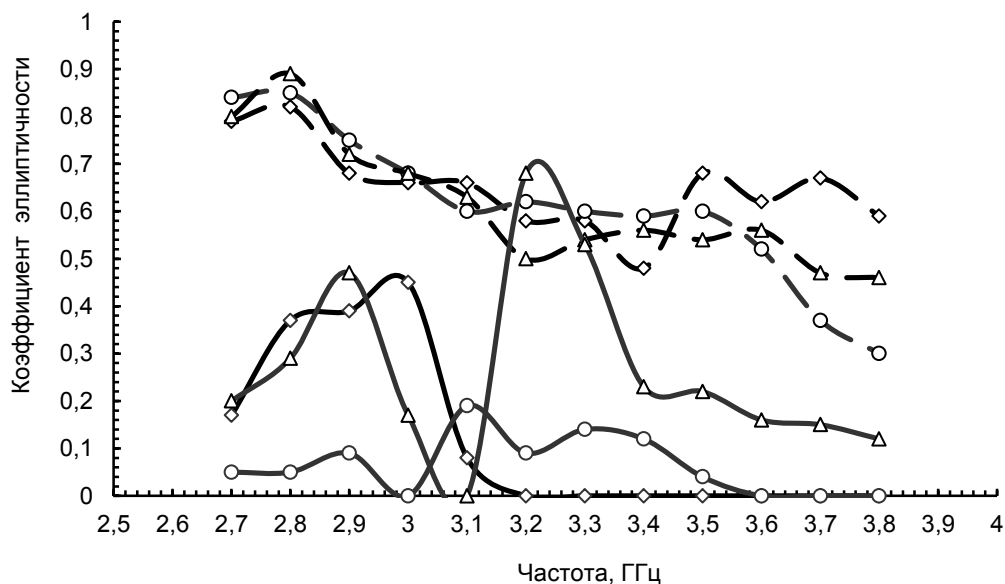
В диссертационной работе проведены исследования электромагнитной волны, отраженной от образца двумерной решетки и волны, прошедшей через образец. Измерения выполнялись при различных углах β между направлением колебания вектора $\vec{E}$ падающей волны и осью спиральных элементов ($(\beta=0^\circ, 45^\circ \text{ и } 90^\circ)$). Концы спиральных элементов направлены навстречу падающей волне (рисунок 3.9).

Результаты экспериментальных исследований представлены на рисунках 3.10–3.13. На данных рисунках сплошной кривой показаны зависимости, соответствующие прошедшей волне, штриховой кривой – отражённой волне.



1, 2 – излучающая и приёмная антенны соответственно,
3 – образец двумерной решетки

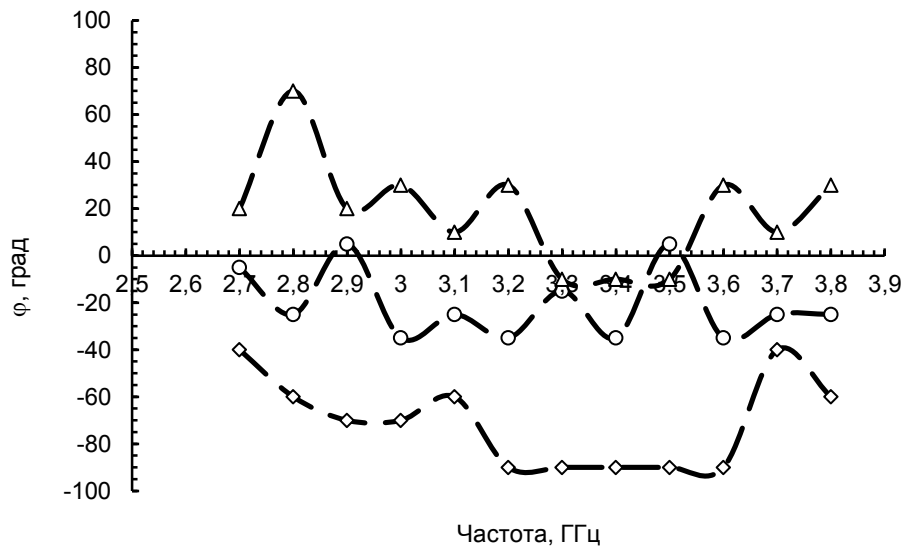
Рисунок 3.9. – Схема эксперимента по определению характеристик отраженной и проходящей электромагнитной волны



Сплошная кривая для прошедшей волны, штриховая кривая – для
отраженной волны;

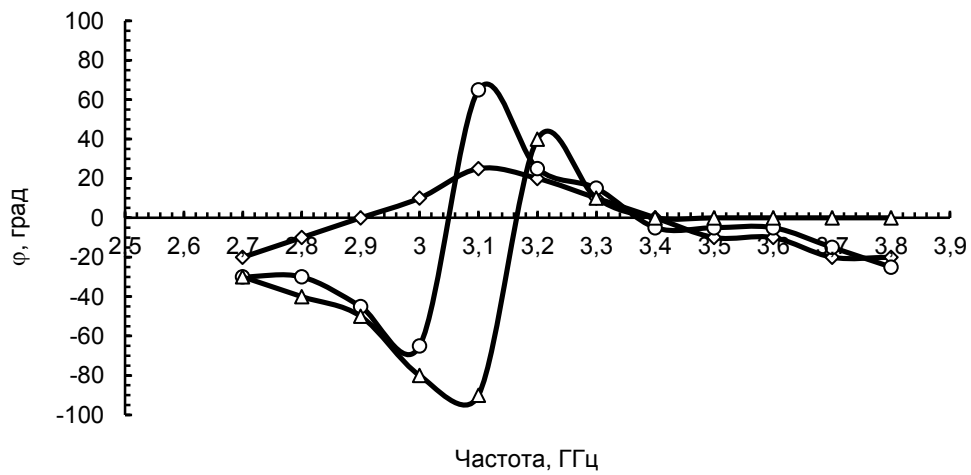
◇ – $\beta = 0^\circ$; ○ – $\beta = 45^\circ$, △ – $\beta = 90^\circ$

Рисунок 3.10. – График частотной зависимости коэффициента эллиптичности отраженной и прошедшей электромагнитной волны



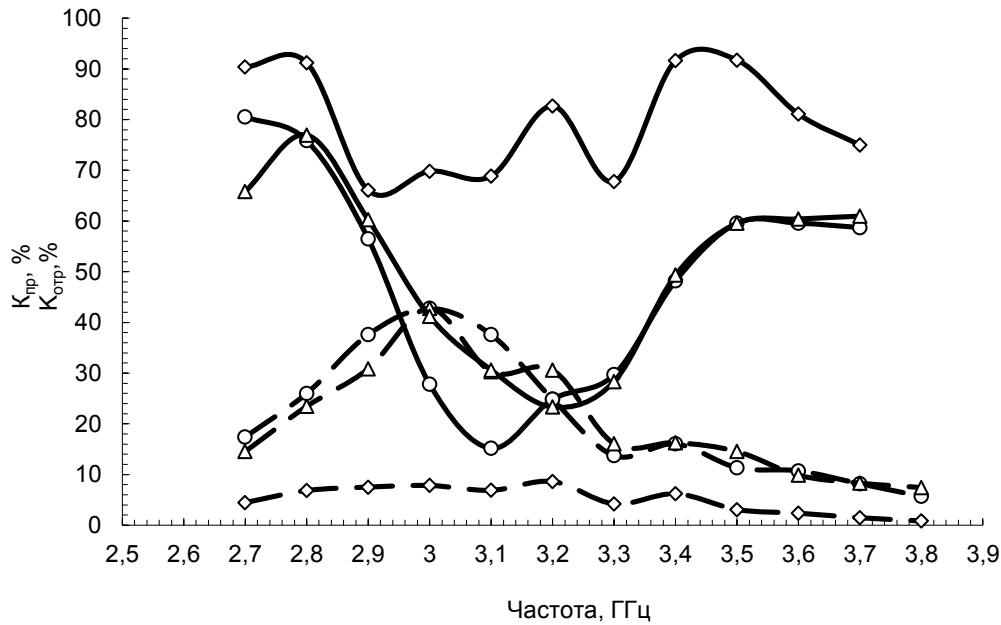
$\diamond - \beta = 0^\circ$; $\circ - \beta = 45^\circ$; $\Delta - \beta = 90^\circ$

Рисунок 3.11. – Зависимость угла поворота азимута поляризации от частоты для отражённой электромагнитной волны



$\diamond - \beta = 0^\circ$; $\circ - \beta = 45^\circ$; $\Delta - \beta = 90^\circ$

Рисунок 3.12. – Зависимость угла поворота азимута поляризации от частоты для прошедшей электромагнитной волны



Сплошная кривая – для прошедшей волны;
 штриховая кривая – для отражённой волны;
 ◇ – $\beta = 0^\circ$, ○ – $\beta = 45^\circ$, △ – $\beta = 90^\circ$.

Рисунок 3.13. – Зависимость коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны от частоты излучения

Как видно из графика частотной зависимости коэффициента эллиптичности электромагнитной волны, отраженной от двумерной решетки (рисунок 3.10), коэффициент эллиптичности не зависит от ориентации вектора $\vec{E}$ падающей волны относительно осей спиральных элементов и достигает значения 0,9 при частоте падающего излучения равной 2,8 ГГц. Данный результат соответствует теоретическому расчету. Поляризация прошедшей электромагнитной волны близка к линейной (рисунок 3.10), но при колебании вектора $\vec{E}$ вдоль осей спиральных элементов ($\beta=0^\circ$) в интервале частоты от 3,1 ГГц до 3,2 ГГц коэффициент эллиптичности резко увеличивается от 0 до 0,7, а затем быстро уменьшается до 0,2 при увеличении частоты до 3,4 ГГц. При частоте большей 3,2 ГГц продолжается уменьшение эллиптичности, но значительно медленнее.

На рисунках 3.11 и 3.12 соответственно приведена зависимость угла поворота главной оси эллипса поляризации отраженной и прошедшей электромагнитной волны от частоты излучения. При этом угол поворота главной оси эллипса поляризации отсчитывается относительно вертикальной или горизонтальной плоскости, в зависимости от направления колебаний вектора $\vec{E}$ в падающей электромагнитной волне. Как видно из графиков, угол

поворота отраженной волны принимает значения в пределах $40^\circ - 90^\circ$ при $\beta=0^\circ$, знак минус означает поворот главной оси эллипса поляризации против часовой стрелки, если смотреть навстречу волне. При прохождении электромагнитной волны через образец (рисунок 3.12) стабильного значения угла поворота эллипса поляризации не наблюдается, но при $\beta=45^\circ$ и $\beta=90^\circ$ в диапазоне частот 3,0 – 3,2 ГГц наблюдается резкое изменение направления угла поворота главной оси эллипса поляризации.

На рисунке 3.13 представлена зависимость коэффициентов отражения $K_{отр}$ и прохождения $K_{пр}$ электромагнитной волны от частоты излучения. Как видно из графиков, при колебании вектора $\vec{E}$ вдоль осей спиральных элементов ($\beta=0^\circ$) подающая электромагнитная волна в основном проходит через образец. При $\beta=45^\circ$ и 90° интенсивность отраженной волны зависит от частоты, но на участке 2,9 – 3,2 ГГц наблюдается увеличение коэффициента отражения, на частоте 3 ГГц, которая является резонансной, он достигает максимума.

Каждая спираль обладает одновременно диэлектрическими, магнитными и киральными свойствами. Следовательно, ее поведение в электромагнитном поле можно описать с помощью уравнений

$$\vec{p} = \varepsilon_0 \alpha_{ee} \vec{E} + i \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \alpha_{em} \vec{H}, \quad (3.28)$$

$$\vec{m} = \alpha_{mm} \vec{H} - i \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \alpha_{me} \vec{E}, \quad (3.29)$$

где α_{ee} и α_{mm} – тензоры диэлектрической и магнитной восприимчивости; α_{em} и α_{me} – псевдотензоры, характеризующие киральные свойства спирали; ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные соответственно. Из принципа симметрии кинетических коэффициентов следует, что выполняется следующее соотношение

$$\alpha_{em} = \alpha_{me}^T, \quad (3.30)$$

где символ T означает транспонирование тензора, мнимая единица i записана в материальных уравнениях (3.28), (3.29) в явном виде. Следовательно, псевдотензор α_{em} имеет только действительные компоненты для непоглощающей спирали. Кроме того, компоненты псевдотензора α_{em} имеют размерность L^{-3} , что обеспечивается присутствием множителей $\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ и $\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}$

в уравнениях связи (3.28), (3.29). В итоге параметр киральности, характеризующий структуру в целом, является безразмерным.

Одновременное использование соотношений (3.15) и (3.28), (3.29) приводит к результату

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \alpha_{mm}^{(11)}, \quad (3.31)$$

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \pm \alpha_{em}^{(11)}, \quad (3.32)$$

где $\alpha^{(ik)}$ – компоненты рассматриваемых тензоров и псевдотензоров, знак «+» соответствует спирали с правосторонней намоткой, знак «-» - левосторонней спирали.

Соотношения (3.31) и (3.32) показывают, что спирали с найденными оптимальными параметрами проявляют в равной мере диэлектрические, магнитные и киральные свойства.

Равенство всех трех восприимчивостей для оптимальных спиралей подтверждается экспериментальными данными, в частности, излучением оптимальной спиралью циркулярно поляризованной волны в направлении, перпендикулярном оси спирали.

Оптимальные спирали могут найти широкое применение, например, для создания безотражательных покрытий, а также метаматериалов с отрицательным показателем преломления для электромагнитных волн. Исследуемые спирали проявляют оптимальные свойства при активации как электрическим, так и магнитным полем, то есть при любой ориентации плоскости поляризации падающей волны. В этом состоит преимущество оптимальных спиралей перед другими возможными элементами метаматериалов, например, прямолинейными вибраторами и кольцевыми резонаторами.

На основе проделанных исследований можно сделать заключение о проведенной в диссертационной работе разработке теоретических основ преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой, в том числе с целью трансформации линейно- поляризованной волны в циркулярную.

Способ и устройство преобразования линейно-поляризованной электромагнитной волны в электромагнитную волну с круговой поляризацией в СВЧ диапазоне, состоит в том, что рассчитываются параметры спиральных элементов таким образом, что при взаимодействии падающей линейно-поляризованной электромагнитной волны с двумерной решеткой содержащей одинаковые упорядоченно расположенные металлические спиральные элементы, в каждой спирали одновременно возникает электрический дипольный и магнитный дипольный моменты, при этом их соотношение таково, что в направлении перпендикулярном падающей волне излучается только одна из циркулярных составляющих падающей линейно-поляризованной волны [127–А, 128–А].

С помощью двумерных решеток на основе спиральных элементов можно получить также поворот плоскости поляризации электромагнитной

волны без изменения ее эллиптичности. Для этого необходимо использовать спирали с соответствующим углом подъема.

3.3 Моделирование безотражательного огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов

Как отмечалось в разделе 1.5, основная идея метода безотражательного огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов состоит в том, что покрытие, скрывающее объект, должно искривлять фронт падающего электромагнитного излучения, заставляя лучи огибать объект, а на выходе принимать прежнее направление (рисунок 3.14). Осуществлять идею предполагается за счет неоднородности вещества покрытия. Как известно, если показатель преломления среды изменяется непрерывно, то луч непрерывно преломляется и его траектория представляет собой гладкую кривую [110].

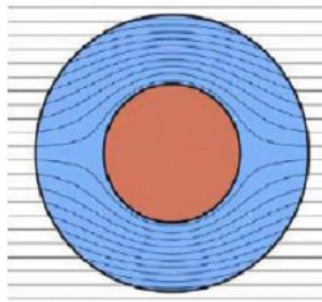


Рисунок 3.14. – Траектории лучей в оболочке

Свойства среды характеризуются тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости, поэтому, чтобы выяснить условия огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов, необходимо найти компоненты этих тензоров. Наиболее полная информация о компонентах тензоров, рассчитанных для покрытий различной геометрической формы, содержится в [111]. Наиболее простыми для практического использования являются выражения компонент тензоров, опубликованные в [109, 100–А], в цилиндрической системе координат имеющие вид:

$$\varepsilon_{rr} = \mu_{rr} = \frac{b}{b-a} \left(\frac{r-a}{r} \right)^2; \quad \varepsilon_{zz} = \mu_{zz} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = \mu_{\varphi\varphi} = \frac{b}{b-a}; \quad (3.33)$$

где a и b – соответственно внутренний и внешний радиусы цилиндрической оболочки; r – расстояние от центра скрываемого объекта (рисунок 3.15).

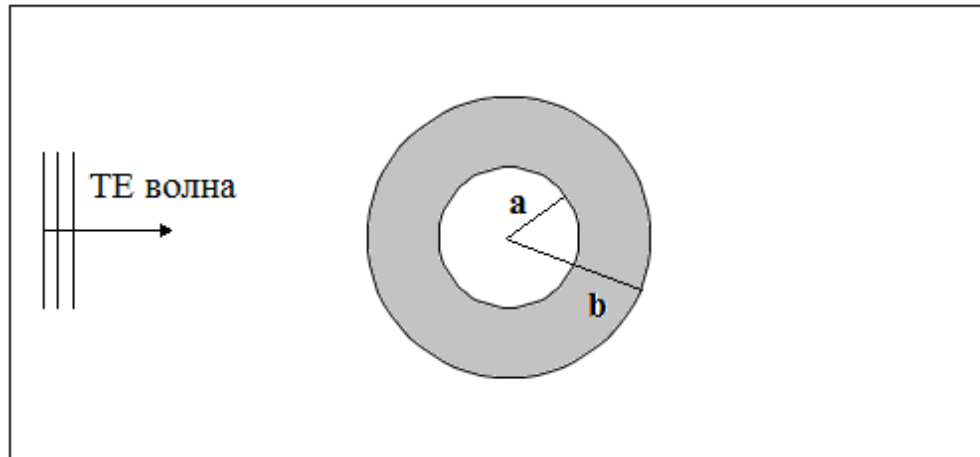


Рисунок 3.15. – Поперечное сечение цилиндра, окруженного оболочкой и облучаемого нормально к его продольной оси

На практике непрерывное изменение показателя преломления в оболочке трудноосуществимо, поэтому ее заменяют дискретной структурой. Нет также необходимости в использовании большого количества слоев. Для практической реализации различных параметров искусственного покрытия можно использовать композиционные материалы.

Концентрацию металлических элементов в таких материалах можно определить, используя формулу Клаузиуса-Моссотти

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} N\alpha, \quad (3.34)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость;

N – количество частиц в единице объема;

α – их поляризуемость.

Для уменьшения потерь энергии в композиционном материале следует уменьшить общее количество металлических элементов.

В работе [109] учитывались компоненты тензоров (3.33) и был поставлен эксперимент в целях реализации волнового обтекания. Оболочка состояла из канонических спиралей, но при этом использовалось приближение, в котором предполагалось, что радиус слоя, скрывающего цилиндрический объект, намного больше радиуса самого объекта. К данному приближению можно и не прибегать, используя спирали двух типов [87–А]. Первый тип отвечает за радиальную компоненту тензоров, а другой тип – за азимутальную составляющую. На практике удобнее использовать не канонические, а гладкие спирали с оптимальными параметрами, так как они более просты в изготовлении и осевые компоненты всех трех восприимчивостей равны, что является важной особенностью данных спиралей.

3.3.1 Изготовление образцов искусственных безотражательных структур со спиральными элементами оптимальной формы для реализации возможности огибания цилиндрических объектов сверхвысокочастотными волнами

Основываясь на теоретических расчетах, проведенных в [109, 99–А], была рассчитана диэлектрическая проницаемость ε , объемная концентрация n спиральных элементов и количество спиралей N в зависимости от расстояния r от центра скрываемого объекта (цилиндра) (таблица 3.2).

Таблица 3.2. – Параметры искусственной структуры

№	$r, \text{ см}$	ε	N
1	9	0,025	12
2	11	0,149	12
3	13	0,296	10
4	15	0,436	10

Расчет производился при следующих параметрах структуры:

- радиус скрываемого цилиндра $a=8$ см;
- радиус структуры $b=16$ см;
- толщина структуры $h=1$ см;
- восприимчивость двухвитковых спиралей с углом подъема $6,3^\circ$ равна -14 см^3 .

Использованная нами схема расстановки спиралей в образце иллюстрирована на рисунке 3.16.

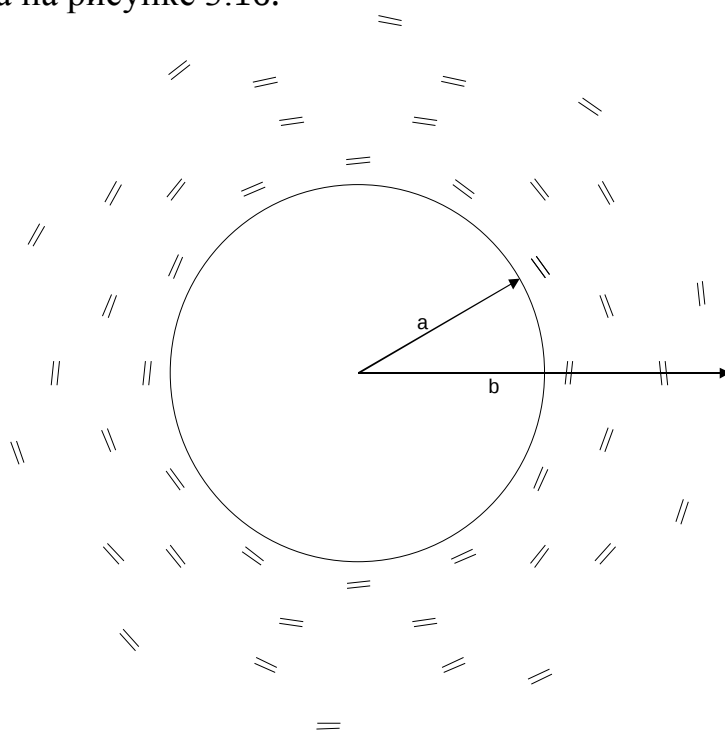


Рисунок 3.16. – Схема расстановки спиралей в образце

В соответствии с данной схемой изготовлен образец искусственной среды, в которой в целях реализации возможности огибания цилиндрических объектов СВЧ волнами использованы гладкие спиральные элементы оптимальной формы (рисунок 3.17).

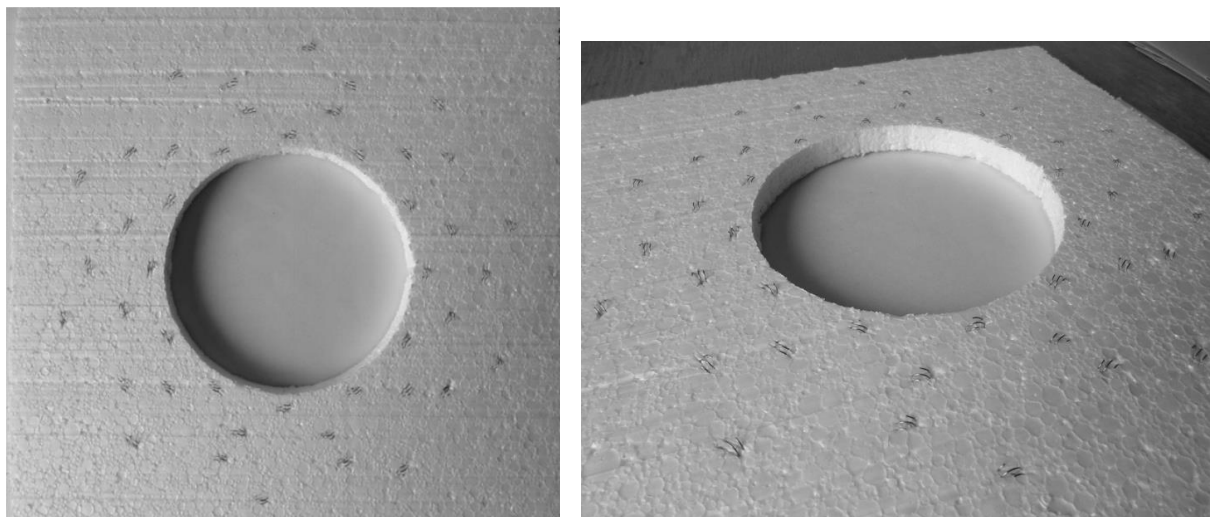
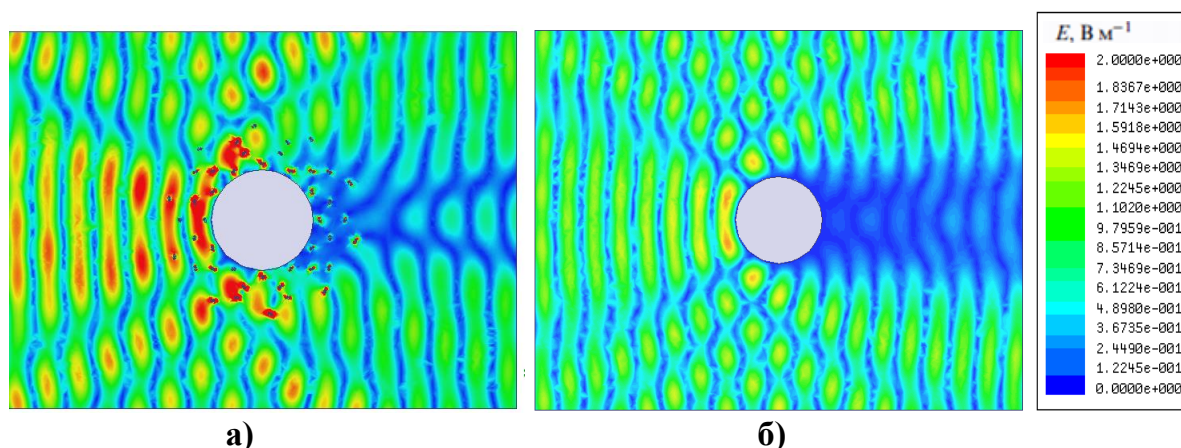


Рисунок 3.17. – Фотографии образца искусственной структуры с четырьмя рядами гладких спиральных элементов оптимальной формы

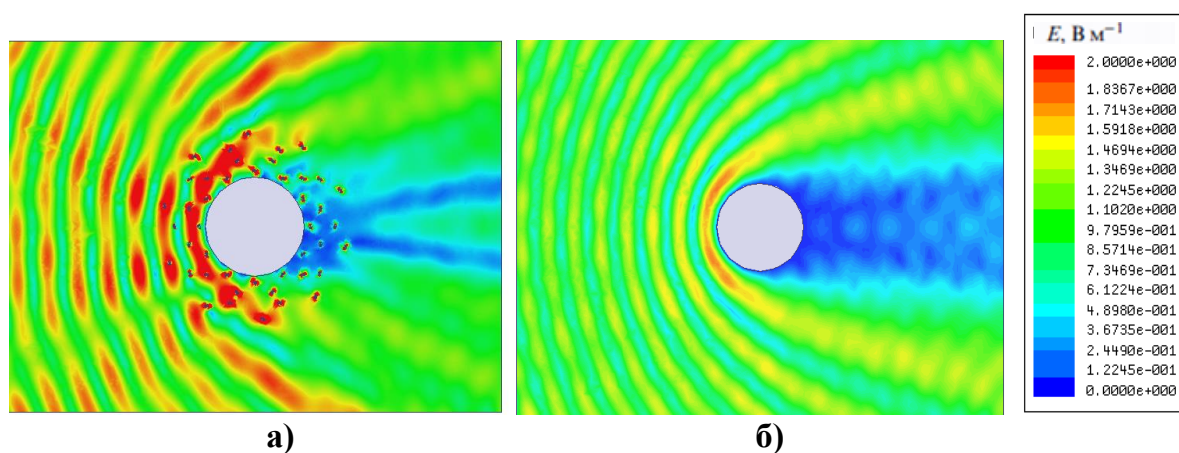
Образец изготовлен из двухвитковых правосторонних и левосторонних спиралей с углом подъёма $6,3^\circ$, рассчитанным с использованием пакета прикладных программ COMSOL Multiphysics. В качестве подложки выбран пенопласт, так как этот материал прозрачен для СВЧ излучения.

3.3.2 Моделирование искусственных структур с гладкими спиральными элементами оптимальной формы для реализации возможности огибания цилиндрических объектов сверхвысокочастотными волнами

Моделирование бесконечной многослойной искусственной структуры, описание которой приведено в разделе 3.7.1, произведено методом конечных элементов. Результаты моделирования представлены на рисунках 3.18–3.19.



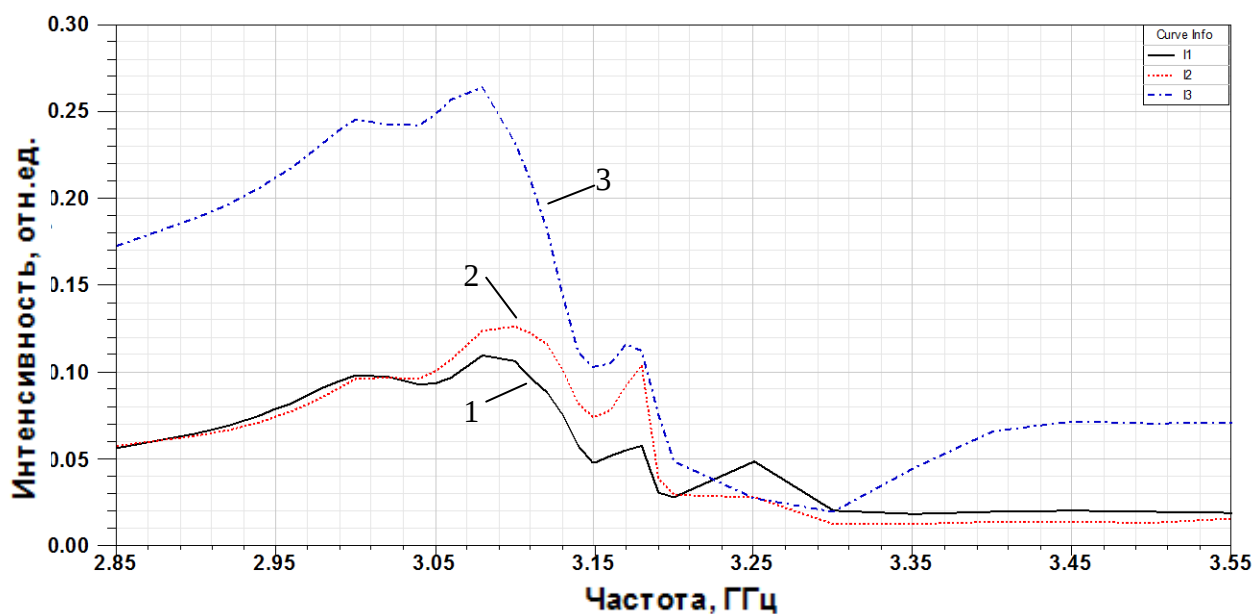
а) – металлический цилиндр, окружённый искусственной структурой;
 б) – металлический цилиндр без искусственной структуры;
 частота излучения 3,1 ГГц; начальная фаза волны равна 0°
 Рисунок 3.18. – Распределение амплитуды напряжённости электрического поля вблизи объекта цилиндрической формы



а) – металлический цилиндр, окруженный искусственной структурой;
 б) – металлический цилиндр без искусственной структуры;
 частота излучения, усреднённого по фазе, равна 3,1 ГГц
 Рисунок 3.19. – Распределение амплитуды напряжённости электрического поля вблизи объекта цилиндрической формы

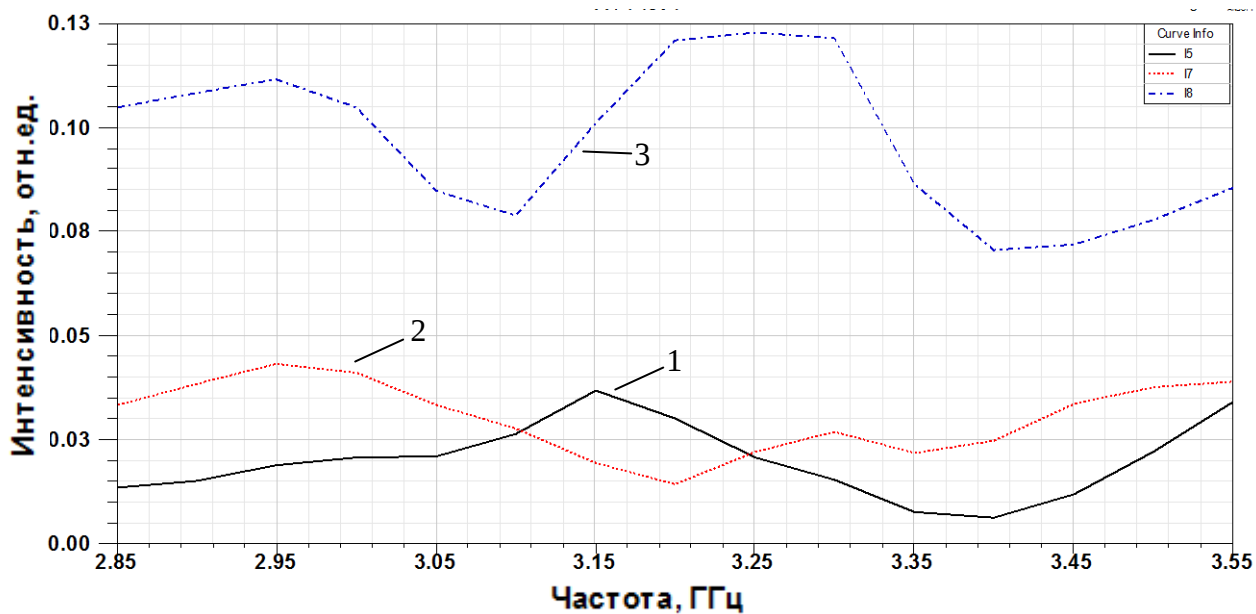
На рисунке 3.20 показана частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно падающей для цилиндра с искусственной структурой. Интенсивность прошедшей волны измерялась на различных расстояниях от края цилиндра: $L=11$ см, 14 см, 30 см.

На рисунке 3.21 показана частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно падающей для цилиндра без искусственной структуры.



1 – $L = 11$ см; 2 – $L = 14$ см; 3 – $L = 30$ см

Рисунок 3.20. – Частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно интенсивности падающей волны для цилиндра, окруженного искусственной структурой



1 – $L = 11$ см; 2 – $L = 14$ см; 3 – $L = 30$ см

Рисунок 3.21. – Частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно интенсивности падающей волны для цилиндра без искусственной структуры

Из анализа рисунков 3.20 и 3.21 видно, что интенсивность прошедшей волны относительно падающей на частоте 3,1 ГГц при различных расстояниях до точки измерения для искусственной структуры, состоящей из оптимальных спиралей, больше, чем для цилиндра без оболочки.

На основании схемы (рисунок 3.16) был изготовлен образец с гладкими спиральными элементами оптимальной формы, состоящий из 14 слоев, в совокупности представляющую собой многослойную объемную структуру высотой 20 см (рисунок 3.22), а также металлический цилиндр радиусом 8 см и высотой 20 см. Таким образом, на каждой пенопластовой пластине были закреплены два слоя спиралей.

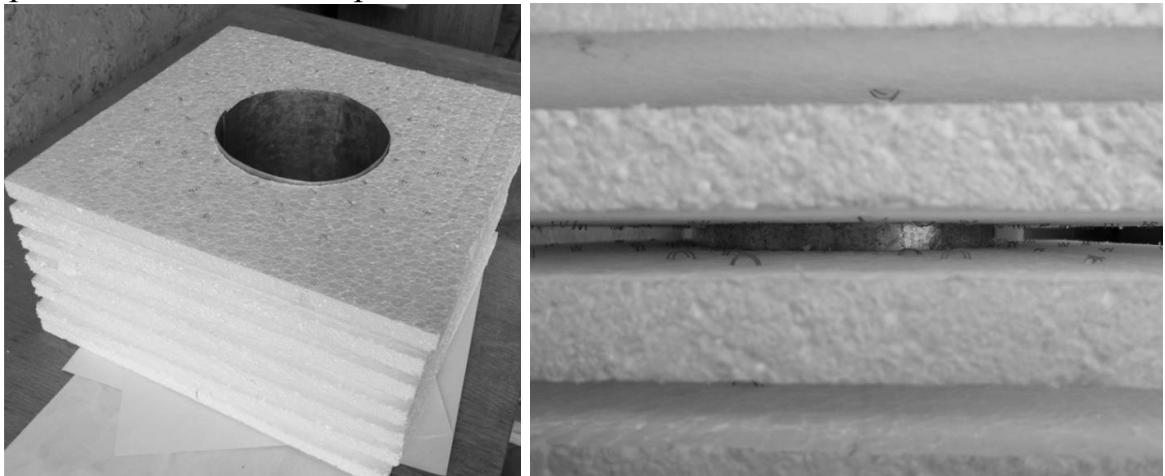
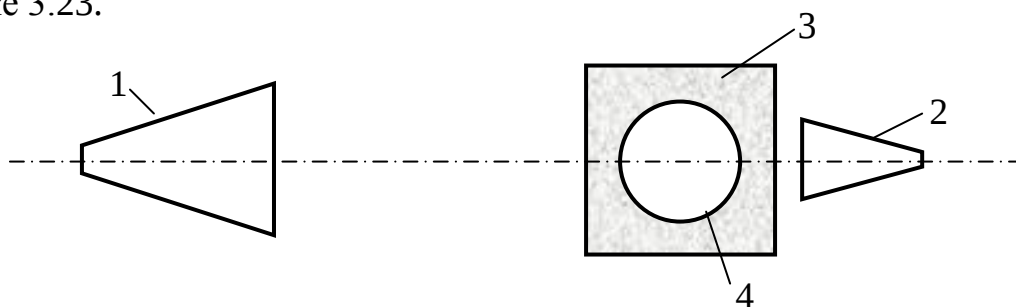


Рисунок 3.22. – Фотографии объёмной многослойной искусственной структуры с гладкими спиральными элементами оптимальной формы

Экспериментальные исследования проведены в безэховой камере в диапазоне частот 2,85–3,55 ГГц. Схема эксперимента показана на рисунке 3.23.



1 – излучающая антенна; 2 – приёмная антенна; 3 – искусственная структура на основе гладких оптимальных спиралей; 4 – металлический цилиндр

Рисунок 3.23. – Схема эксперимента

На рисунке 3.24 показана экспериментально полученная частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно падающей для цилиндра с искусственной структурой. Интенсивность прошедшей волны

измерялась на различных расстояниях L от края цилиндра: 11 см, 14 см, 30 см.

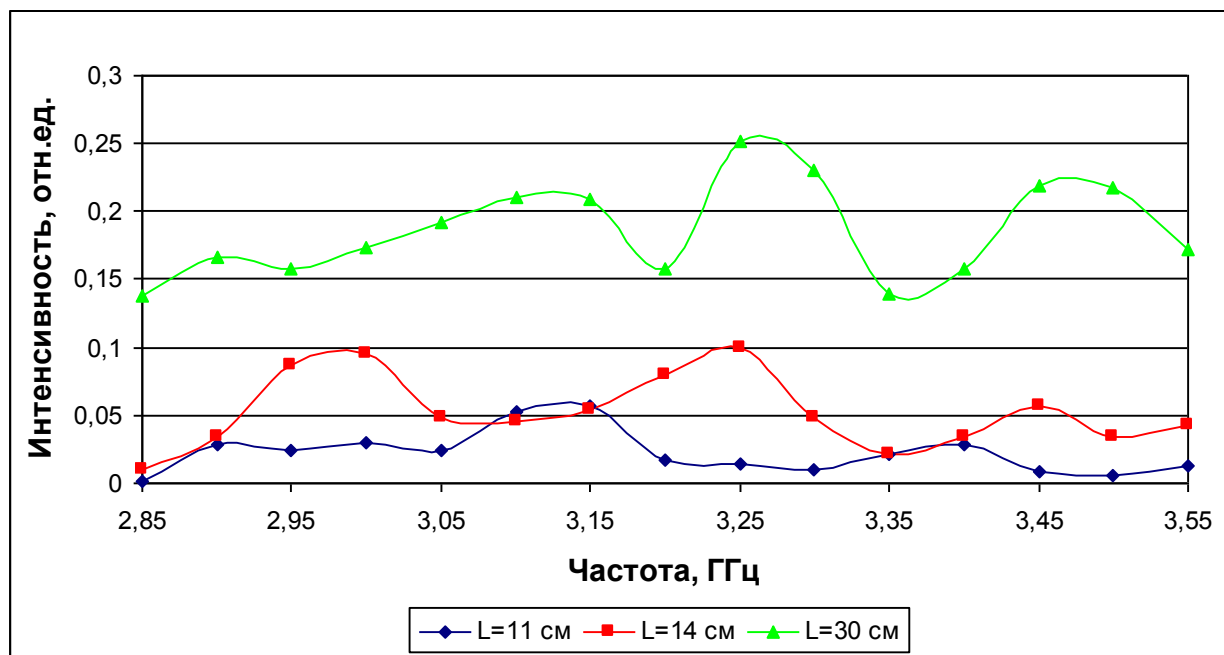


Рисунок 3.24. – Частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно интенсивности падающей волны для цилиндра, окруженного искусственной структурой

На рисунке 3.25 показана частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно падающей для цилиндра без искусственной структуры.

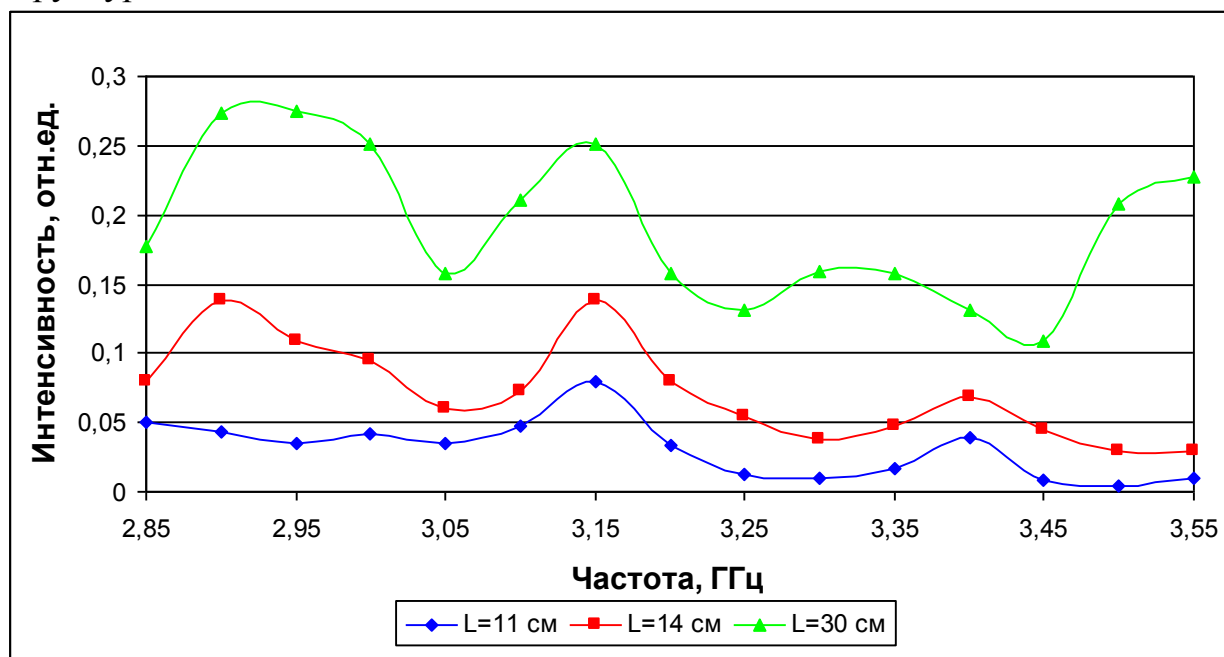


Рисунок 3.25. – Частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно интенсивности падающей волны для цилиндра без искусственной структуры

На рисунках 3.18-3.19 видно, что на частоте 3,1 ГГц фронт волны приблизительно восстанавливается за цилиндром, окруженным искусственной структурой, и область тени уменьшается, но рассеяние достаточно большое по сравнению с цилиндром без искусственной структуры.

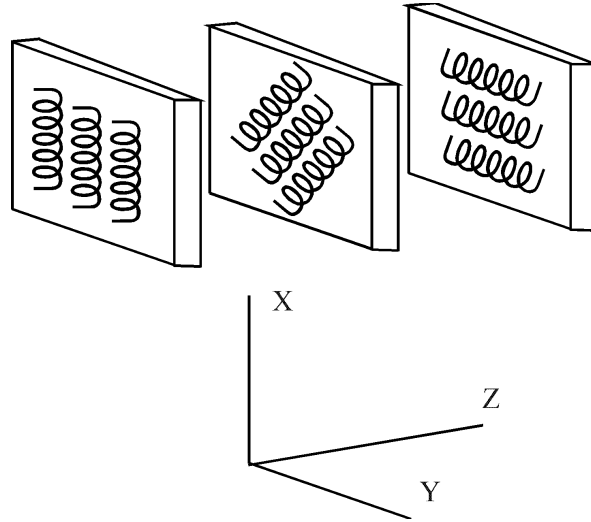
Из рисунка 3.20 следует, что для исследуемого образца рассеяние плоской электромагнитной волны достаточно велико по сравнению с рассеянием на свободном цилиндре. Также показано, что интенсивность прошедшей волны за цилиндром, окруженным искусственной структурой, на частоте 3,1 ГГц (моделирование) и 3,2 ГГц (эксперимент) невелика (около 13%) по сравнению с интенсивностью волны за свободным цилиндром.

3.4 Нормальное падение волн на спиральную структуру

3.4.1 Постановка задачи

Объектом исследования в данном разделе являются искусственные анизотропные среды, обладающие киральными свойствами в микроволновом диапазоне. В качестве примера рассмотрена искусственная анизотропная среда, изготовление и исследование которой приведено в работе [167]. Каждый слой представляет собой нейлоновые нити с намотанными металлическими спиралями, содержащиеся внутри полимерной пластинки. Так как все нити ориентированы в одном направлении, пластинка приобретает одноосную симметрию [8–А, 9–А, 13–А]. Нейлоновые нити с намотанными металлическими спиралями в каждом последующем слое повернуты на некоторый постоянный угол вокруг оси, перпендикулярной плоскости, ограничивающей слой. В результате образец в целом приобретает спиральную структуру, аналогичную структуре холестерических жидких кристаллов (рисунок 3.26). Толщина каждого слоя порядка 0,5-1,0 мм, что позволяет подобрать период спиральной структуры близким к длине волны падающего излучения в микроволновом диапазоне [15–А].

Результаты исследования распространения плоских волн в геликоидальных средах другой физической природы, таких как структурно киральные тонкие пленки, опубликованы в [226,227]. Более простая геликоидальная структура (киральные смектики) без локальной киральности исследована в [228], там же проведен обзор работ, относящихся к данной области.



Оси спиралей в слоях повёрнуты вокруг оси Z.

Падающая волна распространяется вдоль оси Z

Рисунок 3.26. – Геометрическая схема к задаче о распространении нормально падающей волны через искусственную спиральную структуру

Все спирали в каждом слое ориентированы вдоль вектора $\vec{a}$. Вектор $\vec{a}$ вращается вокруг оси структуры в соответствии с функцией

$$\vec{a}(z) = \vec{\bar{U}}(z) \cdot \vec{a}(0),$$

где $\vec{\bar{U}}(z) = \exp(qz\vec{z}_0 \times \vec{\bar{I}})$ – матрица поворота вокруг единичного вектора $\vec{z}_0$; $\vec{\bar{I}}$ – единичная диада. В матричной форме $\vec{\bar{U}}(z)$ имеет вид:

$$\vec{\bar{U}}(z) = \begin{pmatrix} \cos(qz) & -\sin(qz) & 0 \\ \sin(qz) & \cos(qz) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.35)$$

Параметр удельного кручения спирали q зависит только от геометрии структуры. Знак величины q определяет направление кручения макроскопической спирали в пространстве. При $q > 0$ макроспираль образует правый винт. Предполагается, что шаг макроспирали вдоль оси Z много больше толщины отдельных слоев. В этом случае локальные свойства однородны в направлении, перпендикулярном относительно локального направления вектора $\vec{a}$ (оси x закрученной системы координат).

С учетом вышесказанного конституционные уравнения в выбранных геометрических условиях представим в форме

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon_0(\varepsilon_t \vec{\bar{I}}_t + \varepsilon_a \vec{a}\vec{a}) \cdot \vec{E} - i\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\kappa_a \vec{a}\vec{a} \cdot \vec{H}, \\ \vec{B} &= \mu_0(\mu_t \vec{\bar{I}}_t + \mu_a \vec{a}\vec{a}) \cdot \vec{H} + i\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\kappa_a \vec{a}\vec{a} \cdot \vec{E}. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Тензоры локальной диэлектрической и магнитной проницаемостей представляют собой симметричные одноосные диады, в которых поперечные

компоненты (относительно вектора $\vec{a}$) обозначены как ε_t, μ_t и продольные компоненты как $\varepsilon_a, \mu_a, \vec{I}_t = \vec{I} - \vec{a}\vec{a}$. Параметр киральности обозначен как κ_a . Мы предполагаем, что среда, в которую помещены микроспиральи, не обладает магнитными свойствами и $\mu_t = \mu_a = 1$.

Рассмотрим возбуждение спирально структурированного слоя нормально падающей плоской волной, электрическое и магнитное поле которой можно описать функциями

$$\vec{E}_e = [A_{1e}\vec{b}(0) - A_{2e}\vec{a}(0)]e^{-ik_0z+i\omega t},$$

$$\vec{H}_e = \frac{1}{\eta_0} [A_{2e}\vec{b}(0) - A_{1e}\vec{a}(0)]e^{-ik_0z+i\omega t},$$

где $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ – волновое число в вакууме; $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ – волновой импеданс свободного пространства; $\vec{b} = \vec{z}_0 \times \vec{a}$.

Вне образца существуют отраженная волна

$$\vec{E}_r = [A_{1r}\vec{b}(0) + A_{2r}\vec{a}(0)]e^{ik_0z+i\omega t},$$

$$\vec{H}_r = \frac{1}{\eta_0} [A_{1r}\vec{a}(0) - A_{2r}\vec{b}(0)]e^{ik_0z+i\omega t}$$

и прошедшая волна

$$\vec{E}_\tau = [A_{1\tau}\vec{b}(L) + A_{2\tau}\vec{a}(L)]e^{-ik_0z+i\omega t}.$$

$$\vec{H}_\tau = \frac{1}{\eta_0} [A_{2\tau}\vec{b}(L) - A_{1\tau}\vec{a}(L)]e^{-ik_0z+i\omega t}$$

где $\vec{a}(L)$ и $\vec{b}(L)$ единичные векторы, повернутые на угол qL :

$$\vec{b}(L) = \exp[qL\vec{z}_0 \times \vec{I}] \cdot \vec{b}(0),$$

$$\vec{a}(L) = \exp[qL\vec{z}_0 \times \vec{I}] \cdot \vec{a}(0).$$

Вектор напряжённости электрического поля в образце представляет суперпозицию четырех плоских волн [229] вида

$$\vec{E} = \sum_{m=1}^4 A_m \frac{a - i\rho_m \vec{b}}{\sqrt{1 + \rho_m^2}} e^{-ik_m z + i\omega t},$$

где k_m и ρ_m – соответственно волновые числа и эллиптичности собственных мод. Вектор напряжённости магнитного поля выражается через вектор $\vec{E}$ по формуле

$$\vec{H} = \frac{i}{\omega\mu_0} \vec{z}_0 \times \vec{I} \cdot \frac{d}{dz} \vec{E} - \frac{i}{\mu_0} \kappa_a \vec{a} \vec{a} \cdot \vec{E}.$$

Был определен аналитический вид волновых чисел и эллиптичностей собственных мод электромагнитного поля для данной среды со спиральной структурой с учетом локальных киральных свойств

$$k_{1,2} = k_0 \left[\bar{\varepsilon} - \frac{\kappa_a^2}{4} + \eta^2 \pm \sqrt{4\eta^2 \left(\bar{\varepsilon} - \frac{\kappa_a^2}{4} \right)^2 + (\Delta\varepsilon + \eta\kappa_a)^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.37)$$

$$k_{3,4} = -k_{1,2},$$

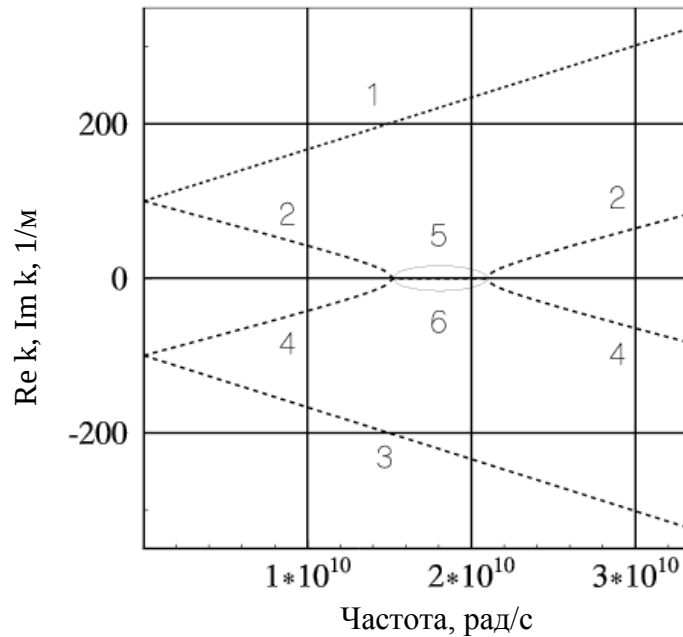
$$\rho_{1,2} = k_0 \left[2\eta^2 + \Delta\varepsilon + \eta\kappa_a \pm \sqrt{4\eta^2 \left[\bar{\varepsilon} - \left(\frac{\kappa_a^2}{4} \right) \right] + (\Delta\varepsilon + \eta\kappa_a)^2} \right] / [2\eta k_{1,2}],$$

$$\rho_{3,4} = -\rho_{1,2}.$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_t + \varepsilon_a}{2}; \quad \Delta\varepsilon = \frac{\varepsilon_t - \varepsilon_a}{2}; \quad \eta = \frac{\kappa_a}{2} + \frac{q}{k_0}.$$

Частотная зависимость волновых чисел собственных мод, рассчитанная на основе формул (3.37) в закрученной системе координат, представлена на рисунке 3.27. Эта частотная зависимость подобна зависимости, хорошо известной в оптике холестерических жидких кристаллов.



Пунктирная линия – действительная часть волновых чисел,
сплошная линия – мнимая часть;

$$\bar{\varepsilon} = 3,45; \Delta\varepsilon = 0,45; \kappa_a = 0,3; q = 100 \text{ рад/м}$$

Рисунок 3.27. – Решения дисперсионного уравнения как функции частоты

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на границах среды при $z = 0$ и $z = L$ получена следующая система восьми линейных уравнений:

$$\begin{aligned}
 A_{2e} + A_{2r} &= \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1 + \rho_m^2}}, \\
 A_{1e} + A_{1r} &= \sum_{m=1}^4 A_m \frac{-i\rho_m}{\sqrt{1 + \rho_m^2}}, \\
 -A_{1e} + A_{1r} &= \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1 + \rho_m^2}} \left(-i \frac{c}{\omega} (q - k_m \rho_m) - i\kappa_a \right), \\
 A_{2e} - A_{2r} &= \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1 + \rho_m^2}} \left(-\frac{c}{\omega} (q \rho_m - k_m) \right), \\
 A_{2\tau} e^{-ik_0 L} &= \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1 + \rho_m^2}} e^{-ik_m L}, \\
 A_{1\tau} e^{-ik_0 L} &= \sum_{m=1}^4 A_m \frac{-i\rho_m}{\sqrt{1 + \rho_m^2}} e^{-ik_m L}, \\
 -A_{1\tau} e^{-ik_0 L} &= \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1 + \rho_m^2}} e^{-ik_m L} \left(-i \frac{c}{\omega} (q - k_m \rho_m) - i\kappa_a \right), \\
 -A_{2\tau} e^{-ik_0 L} &= \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1 + \rho_m^2}} e^{-ik_m L} \left(\frac{c}{\omega} (q \rho_m - k_m) \right),
 \end{aligned}$$

где $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ – скорость света в вакууме.

В работах [64–А, 67–А] нами определены все характеристики прошедшей и отражённой волн вблизи области брэгговской дифракции для различных поляризаций падающей волны. Необходимо также отметить, что найденные решения граничной задачи для всех частот удовлетворяют закону сохранения энергии.

Рассмотрим влияние локальной киральности на брэгговское отражение электромагнитных волн в среде со спиральной структурой. Приравнивая нулю волновое число k_2 в (3.37), мы можем получить следующие значения границ области брэгговского отражения:

$$\omega_1 = \frac{q}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} (\sqrt{\varepsilon_t} - \kappa_t)}, \quad \omega_2 = \frac{q}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} (\sqrt{\varepsilon_a} - \kappa_a)}. \quad (3.38)$$

Анализируя формулы (3.38), можно сделать вывод, что локальная киральность может обусловить сдвиг границ области брэгговского отражения. В рассматриваемом нами случае $\kappa_t = 0$, поэтому сдвигается только одна граница.

В отсутствие поглощения значения параметра киральности ограничены условием $|\kappa_a| < \sqrt{\varepsilon_a}$, поэтому значение ω_2 может быть сдвинуто благодаря локальной киральности в пределах $\frac{1}{2}\omega_2|_{\kappa_a=0} < \omega_2 < \infty$. Естественно, влияние локальной киральности проявляется также в изменении ширины области брэгговской дифракции. Ширина области брэгговского отражения может быть описана следующим выражением

$$\Delta d = \omega_2 - \omega_1 = \frac{q}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_a} - \kappa_a} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_a}} \right).$$

Относительное изменение этой величины определяется в соответствии с выражением

$$\frac{\Delta d}{d_0} = - \frac{\sqrt{\varepsilon_t} \kappa_a}{(\sqrt{\varepsilon_t} - \sqrt{\varepsilon_a})(\sqrt{\varepsilon_a} - \kappa_a)},$$

где $d_0 = \frac{q}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_a}} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_t}} \right)$ – ширина области брэгговского отражения

в отсутствие локальной киральности. Сдвиг и относительное изменение частотной ширины области брэгговского отражения значительно зависят от параметра локальной киральности.

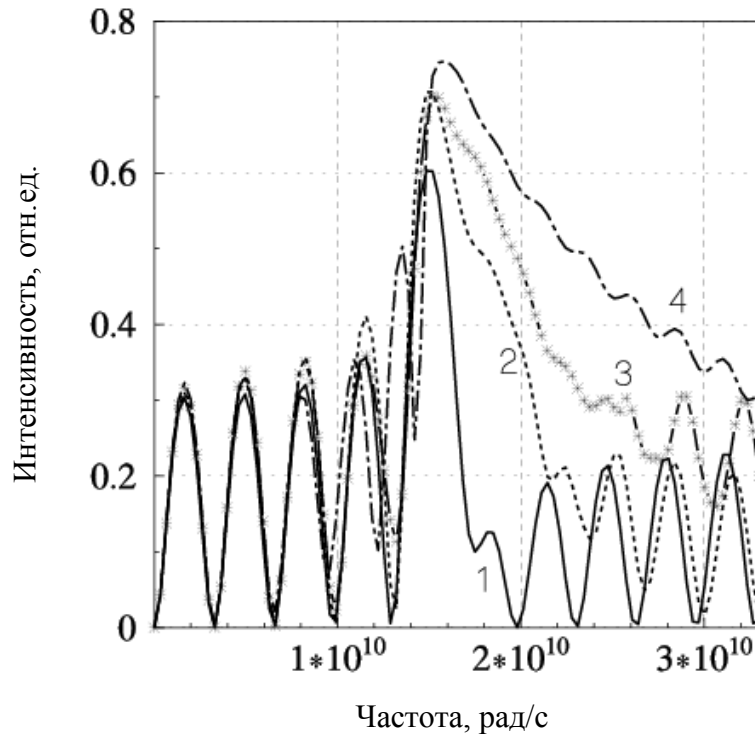
Для определения угла поворота плоскости поляризации электромагнитной волны в искусственной периодической структуре нами получена модифицированная формула де Ври:

$$\nu = -k_0 \left(\frac{\kappa_a}{2} + \frac{(\Delta\varepsilon + \kappa_a\eta)^2}{8\eta(\bar{\varepsilon} - \eta^2)} \right), \quad (3.39)$$

В отсутствие локальной киральности (то есть при $\kappa_a = 0$) формула (3.39) совпадает с известной формулой де Ври [230]:

$$\nu = - \frac{k_0^4 (\Delta\varepsilon)^2}{8q(\bar{\varepsilon}k_0^2 - q^2)}. \quad (3.40)$$

Численные расчеты были проведены для падающей волны, линейно поляризованной как вдоль осей спиралей, распределённых в первом слое, то есть вдоль вектора $\vec{a}(0)$, так и перпендикулярно им, то есть вдоль вектора $\vec{b}(0)$. Толщина образца предполагалась равной $L = 0,155$ м. Зависимость интенсивность отражённой волны от частоты и параметра κ_a приведена на рисунке 3.28.



$$\bar{\epsilon} = 3,45; \Delta\epsilon = 0,45; q = 100 \text{ рад/м}; L = 0,155\text{м};$$

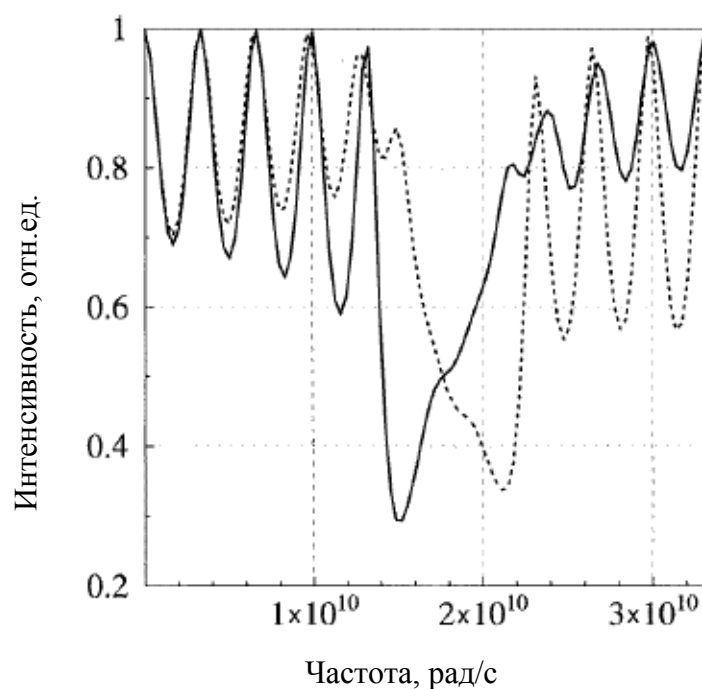
падающая волна поляризована вдоль осей спиралей

$$1 - \kappa_a = 0; 2 - \kappa_a = 0,3; 3 - \kappa_a = 0,5; 4 - \kappa_a = 0,9$$

Рисунок 3.28. – Зависимость интенсивности отражённой волны от частоты падающего излучения

При $\kappa_a = 0,3$; $\epsilon_a = 3,9$; $\epsilon_t = 3$ относительное изменение ширины области брэгговской дифракции достигает значения 0,94, т.е. сравнимо с шириной этой области. В результате анализа рассчитанных зависимостей показано также, что при увеличении параметра киральности κ_a от 0 до 0,6 относительное изменение эллиптичности дифрагированной волны вблизи высокочастотной границы области брэгговской дифракции достигает значения 0,07. Это свидетельство меньшего влияния локальной киральности на поляризацию дифрагированной волны. Ее поляризация остается близкой к циркулярной и определяется макроспиральной структурой.

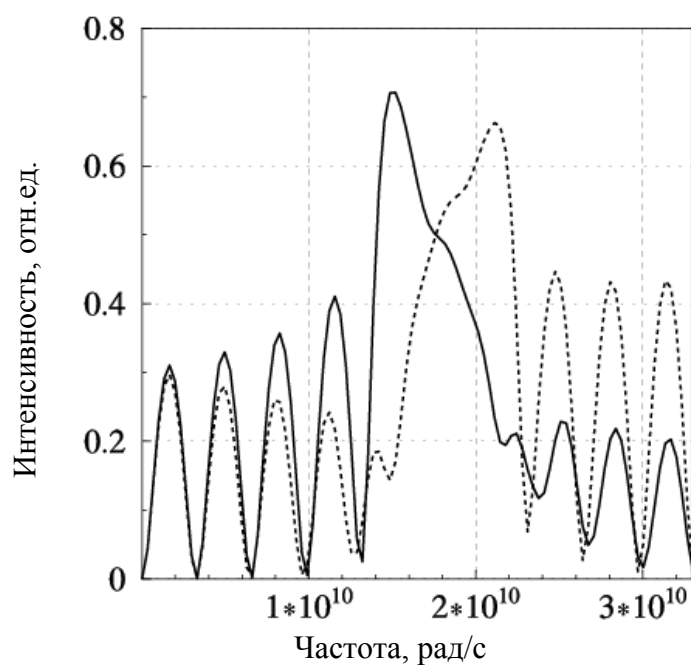
Зависимости интенсивности прошедшей и отражённой волны от частоты, рассчитанные в условиях облучения образца волнами, линейно поляризованными вдоль осей спиралей и перпендикулярно им, приведены на рисунках 3.29 и 3.30. Сравнивая графики, изображённые на этих рисунках, легко убедиться, что найденные решения граничной задачи при всех частотах использованного диапазона удовлетворяют закону сохранения энергии.



**Сплошная линия – падающая волна поляризована вдоль осей спиралей;
пунктирная линия – падающая волна поляризована
перпендикулярно осям спиралей;**

$\bar{\epsilon} = 3,45$; $\Delta\epsilon = 0,45$; $\kappa_a = 0,3$; $q=100$ рад/м; $L=0,155$ м

**Рисунок 3.29. – Зависимость интенсивности прошедшей волны
от частоты падающего излучения**

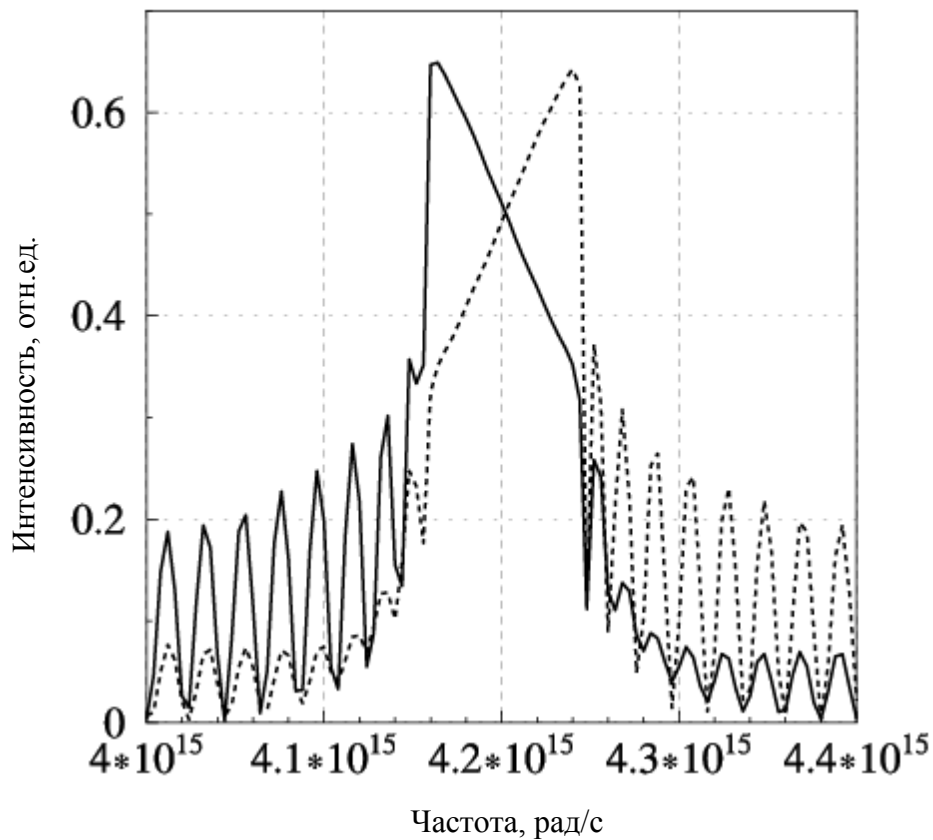


**Сплошная линия – падающая волна поляризована вдоль осей спиралей;
пунктирная линия – падающая волна поляризована
перпендикулярно осям спиралей;**

$\bar{\epsilon} = 3,45$; $\Delta\epsilon = 0,45$; $\kappa_a = 0,3$; $q = 100$ рад/м; $L = 0,155$ м

Рисунок 3.30. – Зависимость интенсивности отражённой волны от частоты

Для сравнения с результатами работы [231], где исследовались холестерические жидкие кристаллы, зависимость интенсивности отраженной волны от частоты приведена на рисунке 3.31.

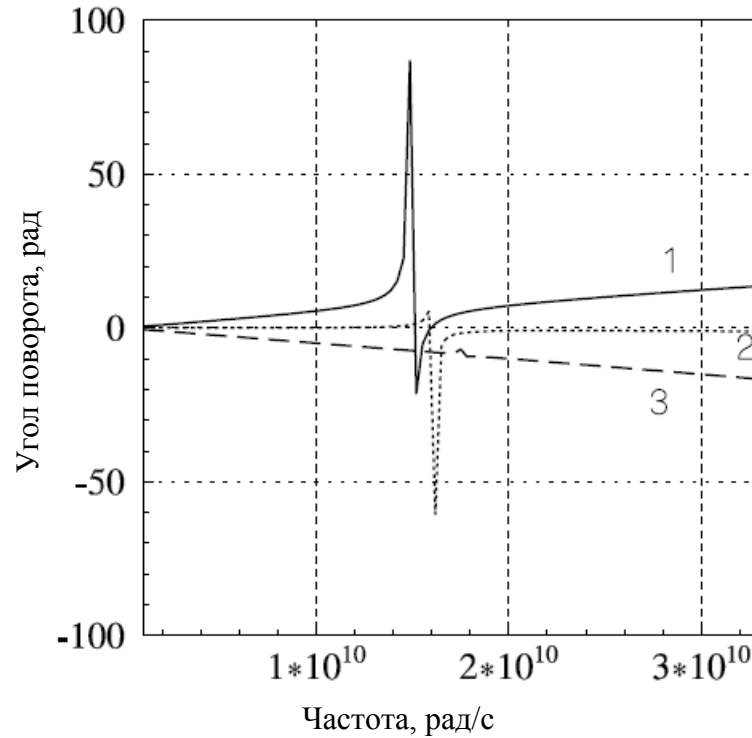


**Сплошная линия – падающая волна поляризована вдоль осей спиралей;
пунктирная линия – падающая волна поляризована
перпендикулярно осям спиралей;
 $\bar{\epsilon} = 2,04$; $\Delta\epsilon = 0,04$; $\kappa_a = 0$; $q = 2 \cdot 10^7$ рад/м; $L = 3 \cdot 10^{-5}$ м**
**Рисунок 3.31. – Зависимость интенсивности волны, отражённой
холестерическим жидким кристаллом, от частоты**

На рисунке 3.32 приведена зависимость угла поворота плоскости поляризации, рассчитанная для прошедшей волны при значениях параметров, указанных в подрисуночной надписи, от частоты и параметра κ_a . Несложно убедиться, что в отсутствие локальной киральности (при $\kappa_a = 0$) зависимость азимута поляризации прошедшей волны от частоты может быть описана формулой де Ври (3.40).

Пики кривых могут быть объяснены особенностями формулы де Ври: она обращается в бесконечность в центре области брэгговского отражения. Примечательно, что локальная киральность может в значительной степени компенсировать резонансный эффект вращения жидкокристаллического типа (кривая 3), когда знак параметра локальной киральности противоположен

знаку макроспирали. В случае, когда закрученности обеих спиралей одинаковы, резонансный пик становится более выраженным (кривая 1).



$$\bar{\varepsilon} = 3,45; \Delta\varepsilon = 0,45; q = 100 \text{ рад/м}; L = 0,155\text{м};$$

$$1 - \kappa_a = 0,3; 2 - \kappa_a = 0; 3 - \kappa_a = -0,3$$

Рисунок 3.32. – Зависимость угла поворота плоскости поляризации от частоты для прошедшей волны

В работе [232] был предложен изотропный поворотный поляризатор проходного типа, образованный двумя решётками, составленными из многозаходных проволочных спиралей. На основании анализа результатов расчётов, проделанных в настоящей диссертации, может быть предложен вариант преобразователя поляризации электромагнитных волн, который – в отличие от предложенного в [232] – может функционировать в широком частотном диапазоне, так как его действие не основано на явлении резонанса.

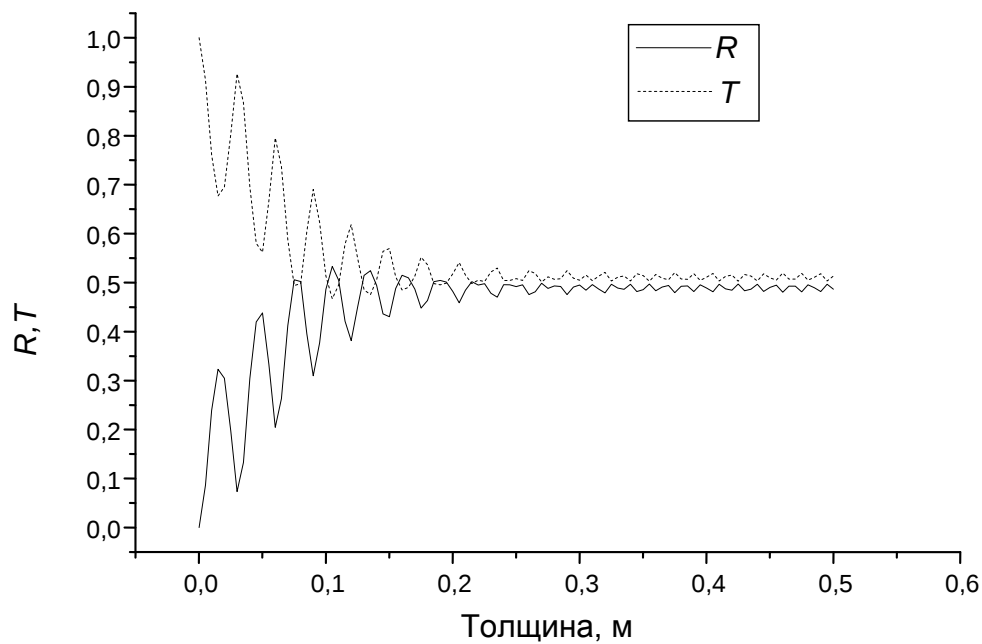
3.4.2 Численный анализ

На основе точного решения граничной задачи возможно описание как брэгговской дифракции электромагнитных волн на периодической структуре среды, так и учет многократного френелевского отражения волн от границ

образца, что позволяет полностью моделировать прохождение и отражение электромагнитных волн в зависимости от задаваемых параметров искусственной спиральной структуры.

На рисунке 3.33 приведены графики зависимости коэффициентов прохождения T и отражения R от толщины образца, рассчитанные в результате численного решения граничной задачи.

Расчеты выполнены при следующих значениях параметров: $\Delta\varepsilon = 0,45$; $\bar{\varepsilon} = 3,45$; $\mu = 1$, $\kappa = 0,3$; $\omega = 18,16$ ГГц; $q = 100$ рад/м.



Падающая волна поляризована вдоль оси OX

Рисунок 3.33. – Зависимость коэффициента прохождения T и коэффициента отражения R от толщины образца

На рисунках 3.34–3.37 приведены графики зависимости эллиптичности и угла поворота плоскости поляризации прошедшей и отражённой волн от частоты падающей волны, рассчитанные при толщине слоя $L = 0,015$ м, которая соответствует первому максимуму на рисунке 3.33.

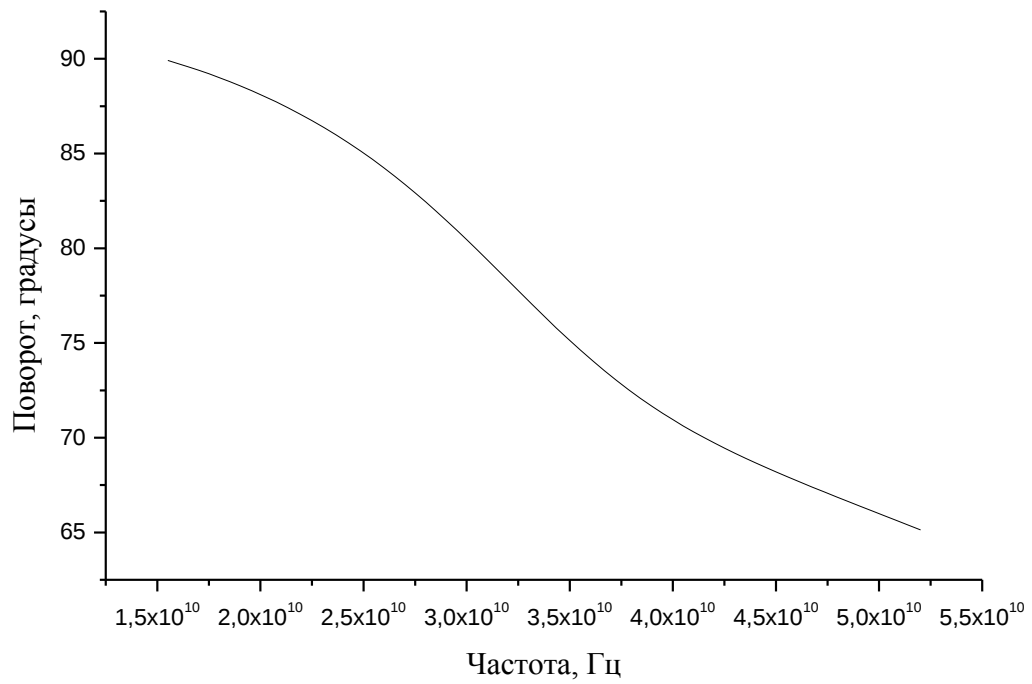


Рисунок 3.34. – Зависимость угла поворота плоскости поляризации от частоты для прошедшей волны

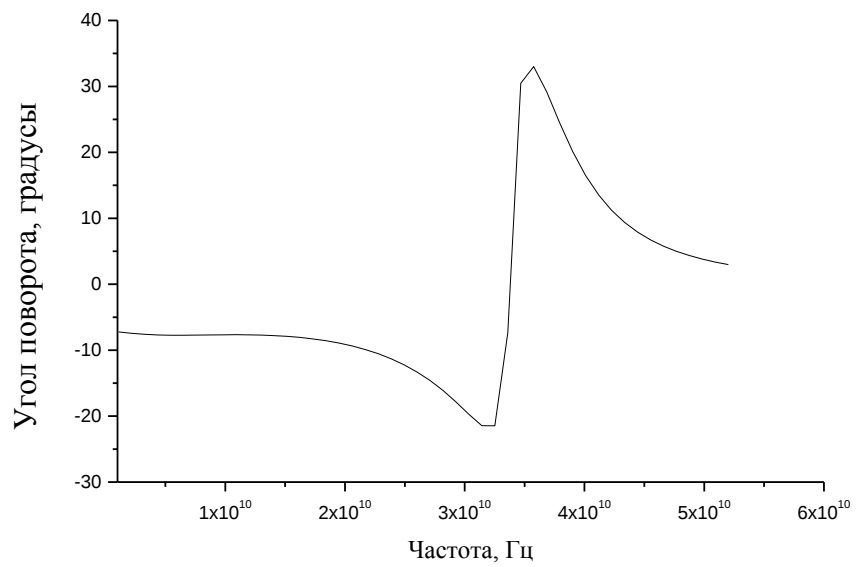


Рисунок 3.35. – Зависимости угла поворота плоскости поляризации от частоты для отражённой волны

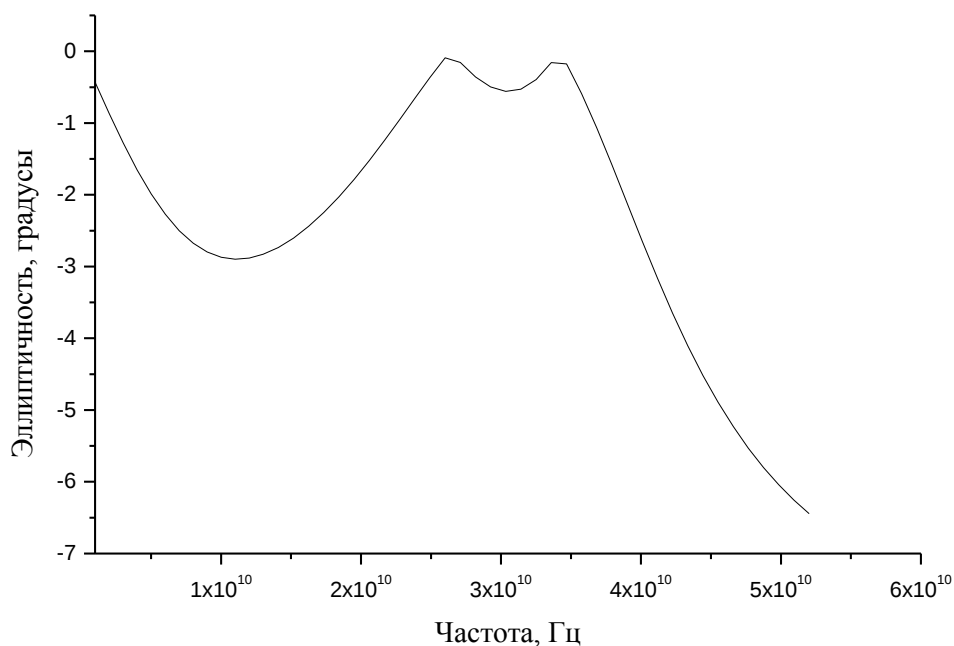


Рисунок 3.36. – Зависимость эллиптичности прошедшей волны от частоты

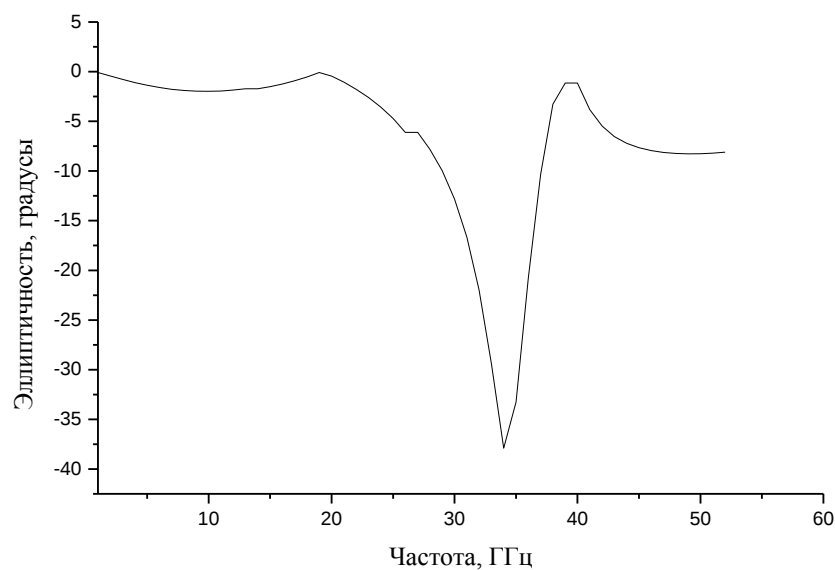
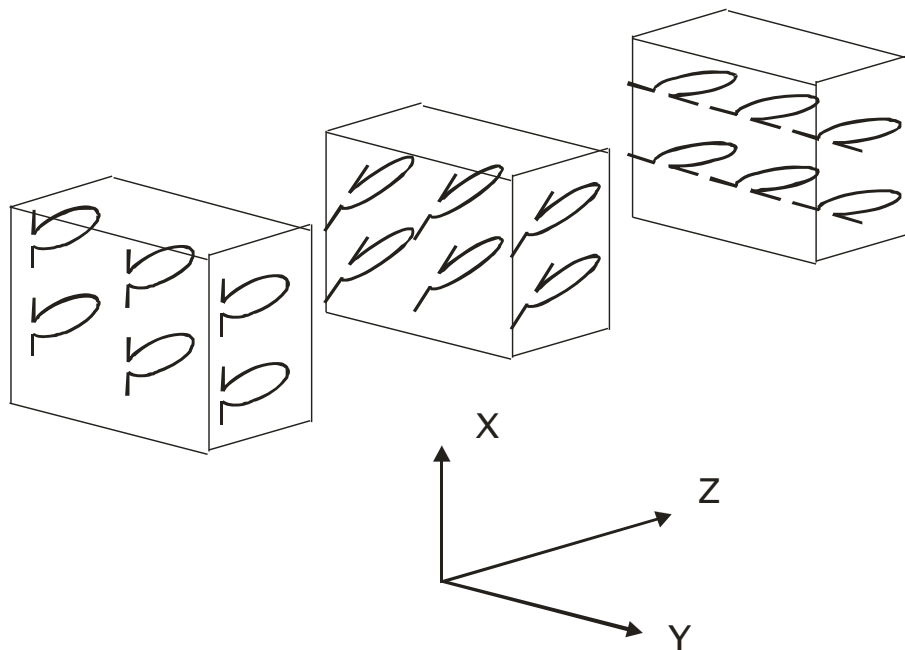


Рисунок 3.37. – Зависимость эллиптичности отражённой волны от частоты

Угол эллиптичности e выражен в градусах, в соответствии с правилом $\text{tg}(e) = A^{-1}$, где A есть отношение большой и малой полуосей эллипса [233]. Из рисунка 3.35 следует, что для отраженной волны наблюдается изменение знака угла поворота азимута поляризации при определенной частоте. В узкой полосе частот в окрестности резонанса отраженная волна имеет поляризацию, близкую к круговой (рисунке 3.37). Поляризация прошедшей волны в окрестности резонанса близка к линейной (рисунок 3.36).

3.5 Электродинамика искусственных композитных спиральных и омега-структур в микроволновом диапазоне

Объектом исследования в настоящем разделе являются искусственные спиральные структуры, содержащие металлические омега-включения [12–А, 15–А, 23–А, 51–А]. Каждый слой многослойной структуры содержит металлические омега-включения, содержащиеся внутри полимерной пластинки. Так как все омега-включения в слое ориентированы в одном направлении, пластинка приобретает одноосную симметрию. Омега-включения в каждом последующем слое повернуты на некоторый постоянный угол вокруг оси, перпендикулярной плоскости, ограничивающей слой. В результате образец в целом приобретает спиральную структуру, аналогичную структуре холестерических жидких кристаллов (рисунок 3.38). Толщина каждого слоя порядка 0,5–1,0 мм, что позволяет подобрать период спиральной структуры близким к длине падающей волны в микроволновом диапазоне.



Оси омега-элементов повёрнуты вокруг оси OZ , вдоль которой распространяется падающая волна

Рисунок 3.38. – Геометрическая схема к решаемой задаче

На первом этапе было найдено аналитическое решение волнового уравнения для электромагнитного поля, распространяющегося в такой среде. Сложность решения волнового уравнения для электромагнитного поля состоит в том, что не только диэлектрическая и магнитная проницаемость, но

и омега-параметр структуры являются анизотропными и зависят от пространственной координаты.

После перехода в закрученную систему координат был определен аналитический вид волновых чисел и эллиптичностей собственных мод электромагнитного поля для данной среды со спиральной структурой и исследована частотная зависимость волновых чисел собственных мод в закрученной системе координат.

Для рассматриваемой спиральной структуры локальные тензоры диэлектрической проницаемости, магнитной проницаемости и омега-параметра имеет следующий вид:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}, \quad \mu = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \kappa = \begin{pmatrix} 0 & \kappa_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

где $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{\text{среды}} + \varepsilon_{11\text{омега}}$, $\varepsilon_{22} = \varepsilon_{\text{среды}}$, $\varepsilon_{33} = \varepsilon_{\text{среды}} + \varepsilon_{33\text{омега}}$. Мы предполагаем, что среда, в которую помещены омега-включения, не обладает магнитными свойствами. Для описания свойств спиральной структуры с омега-включениями были использованы следующие конституционные уравнения [26-30]:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon(z) \vec{E} + i \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa(z) \vec{H}, \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu(z) \vec{H} - i \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \tilde{\kappa}(z) \vec{E}, \end{aligned} \quad (3.41)$$

где $\varepsilon(z) = U(z) \varepsilon \tilde{U}(z)$;

$$\mu(z) = U(z) \mu \tilde{U}(z);$$

$$\kappa(z) = U(z) \kappa \tilde{U}(z);$$

$U(z)$ – матрица поворота вокруг оси Z (единичного вектора $\vec{n}$) [26],

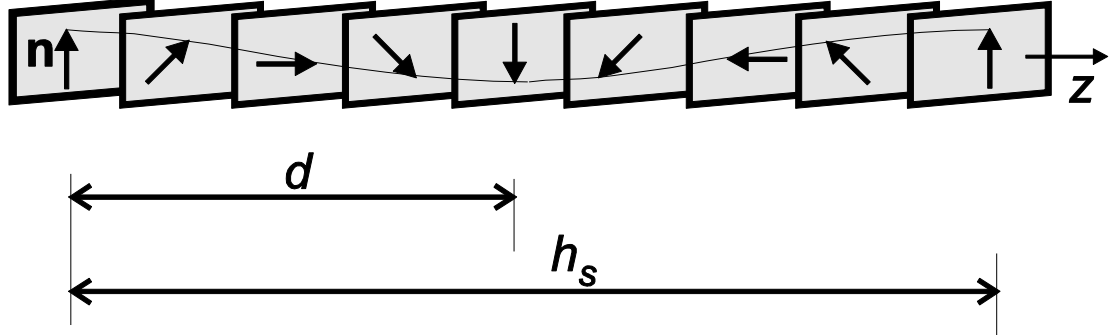
$$U(z) = \begin{pmatrix} \cos(qz) & -\sin(qz) & 0 \\ \sin(qz) & \cos(qz) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Параметр удельного кручения спирали q зависит только от геометрических параметров структуры и связан с шагом спирали h_s соотношением

$$h_s = \frac{2\pi}{|q|}.$$

Знак величины q определяет направление кручения макроскопической спирали в пространстве. При $q > 0$ макроспираль образует правый винт.

Предполагается, что шаг макроспирали вдоль оси Z много больше толщины отдельных слоев (рисунок 3.39). В этом случае локальные свойства однородны в направлении, перпендикулярном относительно локального направления вектора $\vec{a}$ (оси x закрученной системы координат).



h_s – шаг макроспирали, d –период структуры, вектор $\vec{n}$ характеризует ось симметрии каждого слоя, определяемую расположением омега-элементов, z – ось макроспирали.

Рисунок 3.39. – Модель макроскопической спиральной структуры, состоящей из слоев с омега-элементами

После преобразований, произведённых в системе уравнений Максвелла с учётом принятых условий, получим волновое уравнение для рассматриваемой структуры:

$$\begin{aligned} \text{rot}(\mu^{-1}(z)\text{rot}\vec{E}) + \left(\varepsilon_0\mu_0(\varepsilon(z) - \kappa(z)\mu^{-1}(z)\tilde{\kappa}(z)) \right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \\ - i\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \left(\text{rot}(\mu^{-1}(z)\tilde{\kappa}(z) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \right) + \kappa(z)\mu^{-1}(z)\text{rot} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Из волнового уравнения (3.42) следует дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} k^4 \mu_{22}^{-1} - k^2 \left[2q^2 \mu_{22}^{-1} + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} \mu_{22}^{-1} - \alpha_{12}^2 \mu_{22}^{-1}) \right] + \\ + q^4 \mu_{22}^{-1} - q^2 \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{11} \mu_{22}^{-1} + \varepsilon_{22} - 2\alpha_{12}^2 \mu_{22}^{-1}) + \\ + \omega^4 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{11} - \alpha_{12}^2 \mu_{22}^{-1}) \varepsilon_{22} = 0. \end{aligned}$$

Используемый метод позволяет путем перехода в закрученную систему координат определить аналитический вид волновых чисел и эллиптичностей собственных мод электромагнитного поля для данной среды со спиральной структурой:

$$k_{1,2} = k_0 \left[\frac{1}{2} (\varepsilon_{11} \mu_{22} + \varepsilon_{22} - \kappa_{12}^2) + \frac{q^2}{k_0^2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} (\varepsilon_{11} \mu_{22} - \varepsilon_{22} - \kappa_{12}^2)^2 + \frac{q^2}{k_0^2} [(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22})(\mu_{22} + 1) - \kappa_{12}^2(1 + 2\mu_{22}^{-1})]} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.43)$$

$$k_{3,4} = -k_{1,2}$$

где $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ – волновое число в вакууме;

$$\gamma_m = - \frac{q^2 + k_m^2 \mu_{22}^{-1} - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{11} - \kappa_{12}^2 \mu_{22}^{-1})}{q(k_m(1 + \mu_{22}^{-1}) + \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa_{12} \mu_{22}^{-1})}. \quad (3.44)$$

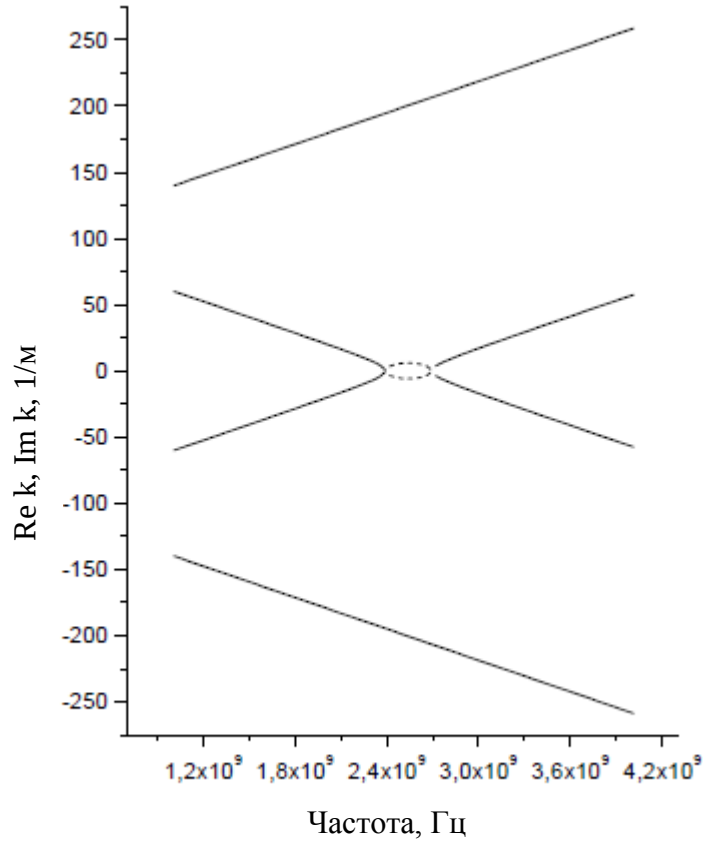
Следует отметить, что эффекты, обусловленные гиротропией природных кристаллов, в оптическом диапазоне обычно очень слабо выражены. При создании искусственных спиральных структур существует возможность варьирования различных параметров, таких как шаг спирали, ее общая длина и угол подъема спирали. В результате можно обеспечить существенное усиление гиротропии и обусловленных ей эффектов в микроволновом диапазоне.

3.5.1 Влияния локального омега-параметра на брэгговское отражение электромагнитных волн при их взаимодействии со спиральными структурами, содержащими омега-включения

Исследуется искусственная анизотропная структура, образованная упорядоченно расположенными омега–элементами. Поскольку происходит равномерный поворот омега–элементов в пространстве, структура в целом имеет спиральную симметрию. На первом этапе было найдено решение волнового уравнения для электромагнитного поля, распространяющегося в такой среде.

После перехода в закрученную систему координат был определен аналитический вид волновых чисел (3.43) и эллиптичностей собственных мод электромагнитного поля для данной среды со спиральной структурой (3.44).

Частотная зависимость волновых чисел собственных мод в закрученной системе координат представлена на рисунке 3.40. Подобный вид частотной зависимости хорошо известен в оптике холестерических жидких кристаллов.



**Сплошная линия – действительная часть волновых чисел,
пунктирная линия - мнимая часть;**

$\epsilon_{11} = 3,9$; $\epsilon_{22} = 3$; $\mu_{11} = 3,9$; $\mu_{22} = 3$; $\kappa = 0,3$; $q = 100$ рад/м

Рисунок 3.40. – Зависимость волновых чисел собственных мод от частоты

В целях исследования влияния локального омега-параметра на брэгговское отражение электромагнитных волн при их взаимодействии со спиральной структурой, содержащей омега-включения, приравняем нулю выражение для волнового числа k_2 в (3.43) и получим следующие выражения для частот, которые являются границами области брэгговского отражения:

$$\begin{aligned} \omega_1 &\approx \frac{q}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{\epsilon_{22} \mu_{22}}} \left[1 - \frac{\kappa_{12}^2 \mu_{22}^{-1} (2\epsilon_{11} - \epsilon_{22} \mu_{22})}{2\epsilon_{11} (\epsilon_{11} - \epsilon_{22} \mu_{22})} \right]; \\ \omega_2 &\approx \frac{q}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{\epsilon_{11}}} \left[1 + \frac{\kappa_{12}^2 \mu_{22}^{-1}}{2(\epsilon_{11} - \epsilon_{22} \mu_{22})} \right]. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Анализ выражений (3.45) показывает, что влияние локального омега-параметра проявляется в сдвиге границ области брэгговского отражения, а также в изменении ширины области брэгговского отражения.

Сдвиг границ области брэгговского отражения пропорционален κ_{12}^2 . В случае, когда $\varepsilon_{22} \ll \varepsilon_{11}$ и $\mu_{22} \rightarrow 1$, из формул (3.45) могут быть получены следующие выражения для границ области брэгговского отражения:

$$\begin{aligned}\omega_1 &\approx \frac{q}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\varepsilon_{22} \mu_{22}}} \left[1 - \frac{\kappa_{12}^2}{\varepsilon_{11}} \right], \\ \omega_2 &\approx \frac{q}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\varepsilon_{11}}} \left[1 + \frac{\kappa_{12}^2}{2\varepsilon_{11}} \right].\end{aligned}\quad (3.46)$$

3.5.2 Изучение вращения плоскости поляризации электромагнитных волн при их взаимодействии со спиральными структурами, содержащими омега-включения

Далее решалась задача, обозначенная в названии текущего подраздела.

На предыдущем этапе получены выражения для волновых чисел k_1 и k_2 в закрученной системе координат, сопровождающей вращение макроскопической спирали (см. рисунок 3.39).

В лабораторной системе координат удельное вращение плоскости поляризации электромагнитной волны может быть представлено в следующем виде:

$$\nu = \frac{1}{2} [(k_1 - q) - (k_2 + q)]. \quad (3.47)$$

Получена модифицированная формула де Ври для определения удельного вращения плоскости поляризации электромагнитной волны:

$$\nu = \frac{k_0^2}{2(k_0^2 \bar{\varepsilon} \mu - q^2)} \left[q \left(\Delta \varepsilon \Delta \mu + \frac{\kappa_{12}^2}{4} (1 - 2\mu_{22}^{-1}) \right) + \frac{k_0^2}{4q} \left(\bar{\varepsilon} \Delta \mu - \bar{\mu} \Delta \varepsilon + \frac{\kappa_{12}^2}{2} \right)^2 \right]. \quad (3.48)$$

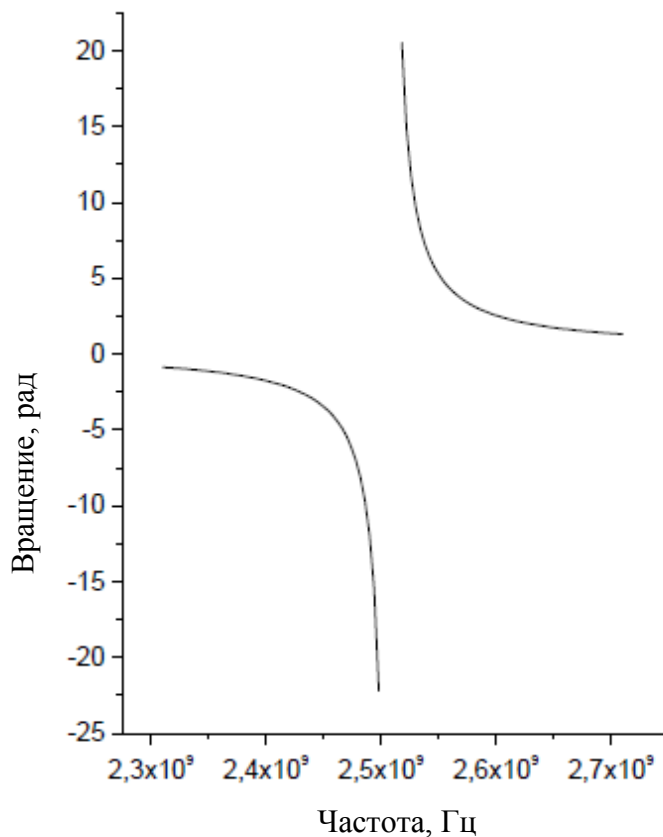
Здесь использованы следующие обозначения:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}}{2}; \quad \Delta \varepsilon = \frac{\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}}{2}; \quad \bar{\mu} = \frac{\mu_{22} + 1}{2}; \quad \Delta \mu = \frac{1 - \mu_{22}}{2}.$$

Пользуясь формулой (3.48) можно рассчитать удельное вращение плоскости поляризации в искусственной периодической структуре с учётом её диэлектрических, магнитных и магнитоэлектрических свойств.

Частотная зависимость угла поворота плоскости поляризации прошедшей волны представлена на рисунке 3.41.

Особенности частотной зависимости угла поворота объясняются тем, что модифицированная формула де Ври обращается в бесконечность в центре области брэгговского отражения.



$$\varepsilon_{11} = 3,9 ; \varepsilon_{22} = 3 ; \mu_{11} = 1 ; \mu_{22} = 1,1 ; \kappa = 0,3 ; q = 100 \text{ рад/м} ; L = 0,155 \text{ м}$$

Рисунок 3.41. – Зависимость вращения плоскости поляризации прошедшей волны от частоты

В частном случае отсутствия магнитных и магнитоэлектрических свойств формула (3.48) переходит в известную формулу де Ври, используемую в оптике холестерических жидких кристаллов [230].

Выводы по результатам главы 3

Таким образом, в третьей главе разработаны теоретические основы преобразования поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой, и описаны конструкции соответствующих функциональных устройств, в том числе предназначенных для трансформации линейно поляризованной волны в поляризованную циркулярно [45–А, 64–А, 66–А, 76–А].

Показано, что исследуемые спирали проявляют оптимальные свойства при активации как электрическим, так и магнитным полем, то есть при любой ориентации плоскости поляризации падающей волны. В этом состоит преимущество оптимальных спиралей перед другими возможными элементами метаматериалов, например, прямолинейными вибраторами и кольцевыми резонаторами [40–А, 74–А, 76–А, 78–А, 79–А].

Показано, что с использованием двумерных решеток на основе спиральных элементов можно реализовать также поворот плоскости поляризации электромагнитной волны без изменения ее эллиптичности. Для этого необходимо использовать спирали с соответствующим углом подъема [43–А, 75–А].

Теоретически и экспериментально обоснована возможность использования гладких спиралей с оптимальной формой для реализации безотражательного огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов. Для уменьшения потерь энергии в метаматериале следует уменьшить общее количество металлических элементов, не допуская при этом их высокой концентрации во внутренних областях искусственной структуры, близких к объекту. Проведен анализ распределения спиральных элементов в пространстве, которое обеспечивает необходимый градиент показателя преломления искусственного покрытия [46–А, 87–А, 89–А, 104–А].

Найдено аналитическое решение волнового уравнения для электромагнитного поля, распространяющегося в многослойной среде, созданной на основе спиральных и омега-элементов. Показано, что на основе точного решения граничной задачи возможны описание как брэгговской дифракции электромагнитных волн на периодической структуре метаматериала, так и учёт многократного френелевского отражения волн от границ образца, что позволяет полностью моделировать прохождение и отражение электромагнитных волн в зависимости от задаваемых параметров метаматериала. В данном случае в качестве оптимальных параметров могут рассматриваться не только параметры элементов, но и параметры многослойной макроспирали.

Установлена аналогия в частотной зависимости волновых чисел метаматериала в СВЧ диапазоне и холестерических жидких кристаллов в оптической области электромагнитного излучения.

Показано, что влияние локального параметра киральности и локального омега-параметра проявляется в сдвиге границ области брэгговского отражения, а также в изменении ширины области брэгговского отражения.

Получена модифицированная формула де Ври для поворота плоскости поляризации электромагнитной волны и построена частотная зависимость угла поворота плоскости поляризации [65–А, 67–А, 121–А].

Полученные результаты представляют значительный интерес для науки и практики, так как позволяют предсказывать поведение новых метаматериалов и исследовать их электромагнитные свойства; разрабатывать теоретические основы и конструкции преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе метаматериалов со спиральной структурой; изготавливать экспериментальные образцы таких сред с рассчитанными оптимальными параметрами и функциональные технические устройства [50–А, 56–А].

Результаты, полученные в ходе исследований, могут быть использованы в радиоэлектронике в разных целях, в частности:

- при конструировании и расчёте преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе метаматериалов со спиральной структурой;
- для совершенствования неоднородных метаматериалов, предназначенных для волнового обтекания цилиндрических объектов в СВЧ диапазоне.

ГЛАВА 4

ИСКУССТВЕННЫЕ СПИРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ И ИХ СВОЙСТВА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

4.1 Исследование свойств искусственных анизотропных структур с большой киральностью

Анизотропные и киральные свойства характерны для самых разнообразных веществ и сред как природного, так и искусственного происхождения: кристаллов, композитных структур, метаматериалов.

При рассмотрении электромагнитной модели обычной (некиральной) среды предполагают, что среда сплошная. Киральные же свойства связаны с проявлением дискретности в структуре среды. Параметр киральности κ прямо пропорционален отношению a/λ , где a – линейный размер элемента среды, λ – длина волны излучения. При $a/\lambda \rightarrow 0$ киральные свойства среды исчезают. Таким образом, учёт киральных свойств можно рассматривать как учёт влияния пространственной дисперсии. Возможен также феноменологический подход к описанию киральных свойств среды, который основан на учете магнитоэлектрических эффектов в элементах среды. Как показано в работах [6, 20], феноменологический подход, с одной стороны, не противоречит теории пространственной дисперсии, и с другой стороны, обеспечивает наиболее простое и физически корректное описание явления оптической активности.

При изучении искусственных анизотропных структур с особыми свойствами, так называемых метаматериалов, важен не только феноменологический подход, базирующийся на основных физических положениях: законе сохранения энергии электромагнитного поля, принципе симметрии кинетических коэффициентов Онзагера-Казимира, учете кристаллографической симметрии среды. При анализе свойств метаматериалов возрастает роль микротeorии, которая позволяет рассматривать конкретные механизмы резонансного возбуждения элементов структуры.

Экспериментальные исследования необычных свойств метаматериалов производились в основном в мега- и гигагерцовом диапазонах, в которых резонансные элементы метаматериала должны иметь миллиметровые и сантиметровые размеры, и формирование трёхмерных элементов, а также их расположение в виде трёхмерных массивов не представляет значительной сложности. В настоящее время наблюдается явная тенденция к созданию и

исследованию метаматериалов для терагерцового диапазона, так как в настоящее время соответствующая ему техника быстро развивается. Вместе с тем перечень электромагнитных свойств, характерных в этом диапазоне для существующих материалов, очень небогат, в частности отсутствуют материалы с выраженными нелинейными, киральными и другими свойствами, широко используемыми в оптическом диапазоне. Поэтому в терагерцовом диапазоне концепция метаматериалов особенно востребована [53–А].

Искусственные элементы-резонаторы метаматериалов, предназначенных для работы в терагерцовом диапазоне, должны иметь характерные размеры порядка единиц–десятков микрометров, оставаясь существенно меньшими длины волны электромагнитного излучения. Для получения согласованного отклика все резонаторы из многочисленного массива должны быть очень точно настроены. Из широкого спектра применяемых технологий требуемые размеры и точность достижимы только в рамках традиционной планарной технологии, в которой обеспечивается формирование плоских элементов и слоёв из них. Свойства метаматериала, состоящего из плоских элементов принципиально невозможно задавать во всех трёх пространственных измерениях. Кроме того, в большинстве экспериментов исследователям приходится ограничиваться одним слоем элементов (то есть монослойным метаматериалом) из-за ограничений, характерных для планарной технологии, что затрудняет изучение электромагнитных свойств объёмных образцов. В то же время, практически все востребованные применения метаматериалов требуют объёмных метаматериалов с трехмерными заданными электромагнитными свойствами.

Принципиальная новизна и научное значение разработки и создания метаматериалов в виде трёхмерных оболочек, формируемых из напряжённых наноплёнок [13–15], заключается:

- в переходе от двумерных элементов-резонаторов к трёхмерным;
- обеспечении прецизионности размеров резонаторов с характерными размерами от микрометров до нанометров (вплоть до атомарных);
- разнообразии материалов (диэлектрики, металлы, полупроводники), возможной формы элементов-резонаторов и их расположения в метаматериале.

Принцип формирования оболочки из напряжённой плёнки иллюстрирован на рисунке 2.5.

При моделировании трёхмерных конструкций из оболочек-резонаторов имеется возможность задавать трёхмерный электромагнитный отклик метаматериала, что представляет новое направление в области

метаматериалов для терагерцового диапазона, с которым связаны возможности создания метаматериалов с принципиально новыми свойствами. Обсуждаемая технология в настоящее время является единственной нанотехнологией, с применением которой можно обеспечить массовое формирование метаматериалов на основе гладких резонансных трехмерных спиралей для применения в терагерцовом диапазоне, в том числе объёмных метаматериалов.

4.1.1 Оптимальная форма спирали: равенство диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостей

В данном подразделе представлены аналитические соотношения между диэлектрической, магнитной, и киральной (магнитоэлектрической) восприимчивостью малых металлических спиралей. Показано, что существует "оптимальное" отношение между радиусом спирали и шагом спирали, такое, что все три восприимчивости являются равными на определенной частоте (это отношение было ранее введено для случая спиралей, используемых в качестве преобразователей поляризации).

Каждая спираль характеризуется одновременно диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостью. Следовательно, ее свойства в электромагнитном поле можно описать с использованием уравнений связи (3.28), (3.29). И электрические и магнитные моменты относятся к одной той же частице с некоторым распределением тока, определяемым формой и размерами частицы. Это приводит к соотношению между электрическим и магнитным дипольными моментами, индуцированными в спирали. Осевые компоненты этих двух моментов связаны соотношением (3.7).

Свойства киральной среды могут быть описаны следующими материальными уравнениями:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} + i \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \vec{H}, \quad (4.1)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} - i \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \vec{E}. \quad (4.2)$$

При рассмотрении изотропной среды с низкой концентрацией включений можно пренебречь взаимодействием между элементами структуры и определить эффективные параметры в соответствии с формулами

$$\varepsilon_r = 1 + N_h \alpha_{ee}, \quad (4.3)$$

$$\mu_r = 1 + N_h \alpha_{mm}, \quad (4.4)$$

$$\kappa = N_h \alpha_{em}, \quad (4.5)$$

где N_h – концентрация включений в единице объёма.

Для спиралей "оптимальной" формы, удовлетворяющих соотношению

$$\frac{\omega}{c}|q|r^2 = 2, \quad (4.6)$$

где c – скорость света в вакууме, мы имеем $\varepsilon_r = \mu_r = 1 \pm \kappa$ (верхний знак соответствует правой спирали). На определённой частоте вблизи главного резонанса спиралей действительные части проницаемостей обращаются в нуль: $\text{Re}\{\varepsilon_r\} = \text{Re}\{\mu_r\} = 0$, поэтому выполняются соотношения

$$\text{Re}\{\kappa\} = \mp 1. \quad (4.7)$$

Показатели преломления двух циркулярно поляризованных собственных мод для $q > 0$ имеют вид

$$n_+ = 1 + i(\sqrt{\varepsilon_r''\mu_r''} - \kappa''), \quad (4.8)$$

$$n_- = -1 + i(\sqrt{\varepsilon_r''\mu_r''} + \kappa''), \quad (4.9)$$

где $\kappa'' > 0$. Так как для оптимальной спирали $\varepsilon_r'' \approx \mu_r'' \approx \kappa''$, то одна из собственных мод имеет показатель преломления равный единице и очень низкие потери. Такое же заключение справедливо для собственной моды с противоположной циркулярной поляризацией в случае создания кирального метаматериала на основе левых спиралей. Вторая собственная мода кирального метаматериала характеризуется единичным отрицательным показателем преломления и, кроме того, испытывает поглощение в среде.

Следуя алгоритму, описанному в главе 3, можно показать, что одновременное использование соотношений (3.28), (3.29) и (3.7) приводит к соотношениям (3.31, 3.32).

Как уже отмечалось в главе 3, соотношения (3.31, 3.32) показывают, что спирали с оптимальными параметрами характеризуются тремя равными восприимчивостями для полей, направленных вдоль оси спирали: диэлектрической, магнитной и киральной. Эта особенность оптимальных спиралей подтверждается экспериментальными данными, в частности, оптимальная спираль излучает циркулярно поляризованную волну в направлении, перпендикулярном оси спирали. Оптимальные спирали могут найти применение, например, при создании безотражательных покрытий, а также метаматериалов с отрицательным показателем преломления для электромагнитных волн. Исследуемые спирали имеют оптимальные характеристики при активации как электрическим, так и магнитным полем, то есть при любой ориентации плоскости поляризации падающей волны. В этом состоит преимущество оптимальных спиралей перед другими

возможными элементами метаматериалов, например, прямолинейными вибраторами и кольцевыми резонаторами.

4.1.2 Аналитическое и численное моделирование частотной зависимости для диэлектрической и магнитной восприимчивости и параметра киральности

Теоретический метод, используемый в этом разделе, основан на решении уравнения движения электрона по спиральной траектории:

$$m_e \ddot{s} = -ks - \gamma \dot{s} - e\tau E_s, \quad (4.10)$$

где s – смещение электрона по спирали;

$\dot{s}$ – скорость движения электрона по спирали;

$\ddot{s}$ – ускорение электрона;

m_e – масса электрона;

$-e$ – заряд электрона;

k – эффективный коэффициент, характеризующий квазиупругую силу, действующую на электрон в направлении, противоположном его смещению;

γ – эффективный коэффициент, характеризующий силы, замедляющие движение электронов;

τ – коэффициент ослабления поля внутри металла [234].

В уравнении (4.10) величина E_s – компонента внешнего электрического поля, направленная вдоль спиральной траектории и определяемая по формуле

$$E_s = E_x \sin \alpha = \pm \frac{E \cos \theta}{\sqrt{r^2 q^2 + 1}}, \quad (4.11)$$

где ось OX направлена вдоль оси спирали;

знак плюс соответствует спирали с правосторонним кручением, знак минус – левосторонней спирали;

r – радиус спирали;

θ – угол между вектором $\vec{E}$ напряжённости электрического поля волны и осью спирали;

α – угол подъёма спирали относительно плоскости, перпендикулярной к оси спирали (рисунки 4.1).

Под влиянием падающей электромагнитной волны электроны проводимости совершают в спирали гармонические колебания. Поэтому имеет место соотношение

$$k = m_e \omega_0^2 = \frac{m_e \pi^2 c^2}{L^2}, \quad (4.12)$$

где ω_0 – резонансная частота колебаний;
 c – скорость света в вакууме;
 L – длина спирали.

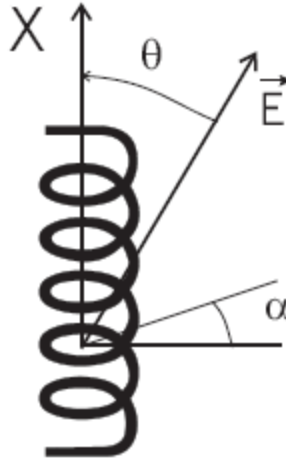


Рисунок 4.1. – Ориентация вектора $\vec{E}$ относительно оси спирали

В выражении (4.12) мы принимаем во внимание, что при условии главного резонанса полная длина спирали приблизительно равно $\lambda_0/2$, где λ_0 – длина волны электромагнитного поля в свободном пространстве.

Мощность диссипативных сил при замедлении электронов проводимости может быть вычислена с помощью закона Джоуля-Ленца. На этом основании мы получаем следующее выражение:

$$\gamma = \rho e^2 N_{эф} = \rho e^2 N_0 N_s \quad (4.13)$$

где ρ – удельное сопротивление металла;

N_0 – объемная концентрация электронов проводимости в металле;

$N_{эф}$ – эффективная объемная концентрация электронов проводимости в металле;

$$N_s = \frac{2\Delta}{r_0} \quad (4.14)$$

– доля скин-слоя в объеме спирали;

r_0 – радиус проволоки;

$$\Delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0 \omega}} \quad (4.15)$$

– толщина скин-слоя [16, 234].

Анализируя выражения (4.13)–(4.15) видим, что в высокочастотных полях эффективная концентрация электронов проводимости уменьшается. Вследствие скин-эффекта в проводимость вносят вклад только электроны, локализованные в тонком поверхностном слое. Коэффициент γ , характеризующий диссипативную силу, определён как величина, усреднённая по объёму металла для всех электронов проводимости. Когда скин-эффект является значимым, коэффициент ослабления τ поля внутри металла может быть записан в следующей форме [16, 234]:

$$\tau = \frac{E_{ins}}{E_0} = (1-i)\sqrt{2\varepsilon_0\rho\omega}, \quad (4.16)$$

где E_{ins} и E_0 – модули комплексных амплитуд полей внутри и снаружи металла.

Соотношение (4.16) является приближенным и имеет такую же форму, как для плоской поверхности металла, что является оправданным в случае $\Delta \ll r_0$.

Принимая во внимание спиральные траектории электронов проводимости, неоднородность распределения тока вдоль проводника, скин-эффект и ослабление электрического поля в металле, мы можем описать частотную зависимость эффективных параметров изотропного кирального метаматериала следующим образом:

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{1}{A\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}; \quad (4.17)$$

$$\mu_r = 1 + \frac{1}{A}\mu_0 B^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}; \quad (4.18)$$

$$\kappa = \frac{1}{A} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} B \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}. \quad (4.19)$$

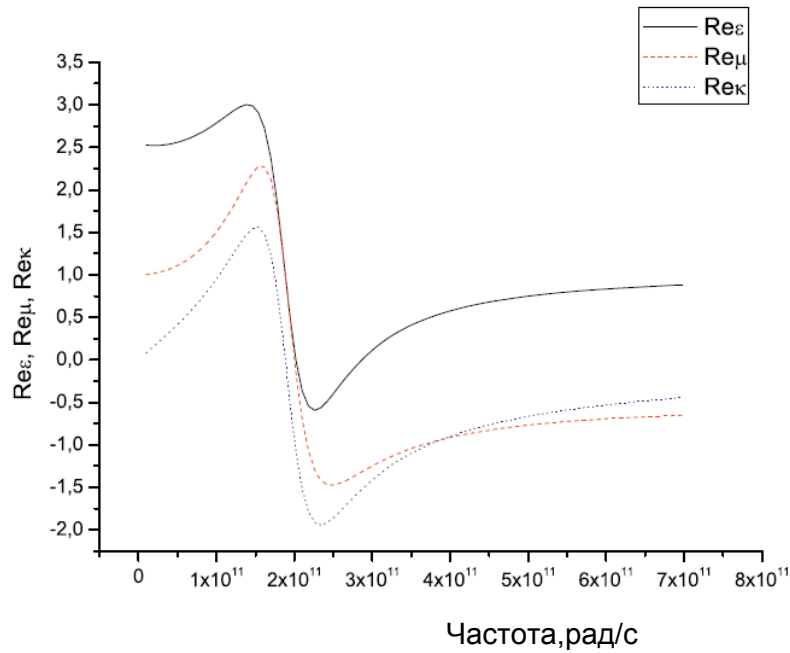
В формулах (4.17)–(4.19) использованы обозначения:

$$\frac{1}{A} = \frac{2Ne^2}{\pi m_e} \frac{\tau}{r^2 q^2 + 1}; \quad B = \frac{r^2 q}{2} \omega; \quad \Gamma = \frac{\rho N_0 N_s e^2}{m_e};$$

$$N = N_0 N_s N_h V_h; \quad V_h = \pi r_0^2 L, \quad (4.20)$$

где V_h – объём проволоки, из которой изготовлена одна спираль.

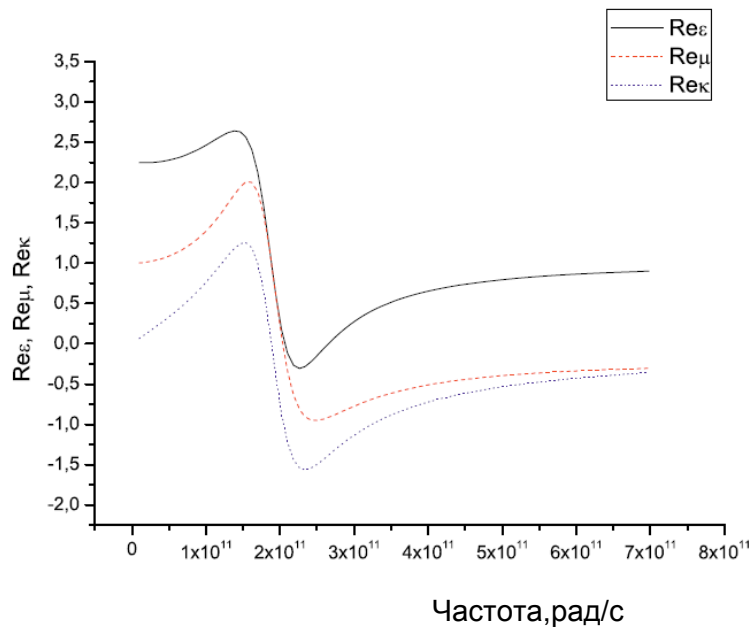
Результаты численного моделирования иллюстрированы на рисунках 4.2 и 4.3.



$$r = 7,7 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \alpha = 13.65^\circ, L = 0,005 \text{ м}, h = 0,0012 \text{ м}, \rho = 1,67 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м},$$

$$N_h = 2,1 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}, \omega_0 = 18,84 \cdot 10^{10} \text{ рад/с}$$

Рисунок 4.2. – Зависимость действительной части диэлектрической и магнитной проницаемостей и параметра киральности от частоты для метаматериала на основе оптимальных одновитковых спиралей с правым направлением закручивания



$$r = 3,95 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \alpha = 7,2^\circ, L = 0,005 \text{ м}, h = 3,13 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \rho = 1,67 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м},$$

$$N_h = 6,1 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}, \omega_0 = 18,84 \cdot 10^{10} \text{ рад/с}$$

Рисунок 4.3. – Зависимость действительной части диэлектрической и магнитной проницаемостей и параметра киральности от частоты для метаматериала на основе оптимальных двухвитковых спиралей с правым направлением закручивания

Анализируя графические зависимости, можно сделать вывод, что на определённой частоте, близкой к резонансной частоте ω_0 , можно реализовать предсказанный набор эффективных параметров. Сравнивая рисунки 4.2 и 4.3, видим, что для достижения эффективных значений параметров требуется более высокая концентрация двухвитковых спиральных включений. Заметим, что с использованием современных технологий возможно изготовление композиционных материалов с высокой концентрацией включений [235].

4.1.2.1 Расчёт параметров спиральных элементов. Для расчёта параметров спиральных элементов разработаны несколько подходов. В одном из них базовыми являются молекулярная теория естественной оптической активности и аналогия между спиралевидной молекулой и металлической спиралью. Другой подход основан на аналитическом моделировании, на первом этапе которого с учётом входного сопротивления металлической спирали вычисляются электрический дипольный момент и магнитный момент, возникающие в спирали при взаимодействии с падающей электромагнитной волной.

Так как в настоящее время аналитическое выражение для входного сопротивления гладкой реальной металлической спирали с равномерным закручиванием неизвестно, то расчёт производится с использованием известного выражения для входного сопротивления канонической спирали, состоящей из плоского кругового витка и двух прямолинейных проводников. Варьируется соотношение между радиусом витка и длиной плеч канонической спирали и зависимость входного сопротивления гладкой реальной спирали от угла ее подъема учитывается приближенным образом.

4.1.2.2 Расчёт параметров спиральных элементов, основанный на модели молекулярной оптической активности. В работе [236] получена следующая зависимость удельной оптической вращательной способности $\mathcal{G}$ от параметров спиральных молекул среды:

$$\mathcal{G} = A \frac{r^2 s}{r^2 + s^2}, \quad (4.21)$$

где r – радиус витка спирали;

$|s| = \frac{h}{2\pi}$ – приведённый шаг спирали;

h – шаг спирали.

Коэффициент пропорциональности A в формуле (4.21) не зависит от геометрических параметров спиральных траекторий, поэтому его явное выражение можно не учитывать при оптимизации геометрии спиральных

элементов. После выполнения замены $s = \frac{1}{q}$, где $|q| = \frac{2\pi}{h}$ – удельное кручение спирали, выражение (4.21) приведём к виду:

$$\mathcal{G} = A \frac{r^2 q}{r^2 q^2 + 1}.$$

Можно показать, что в качестве сомножителя в явном выражении коэффициента A содержится количество витков спирали $N_c = \frac{L}{L_g}$, где L – длина проволоки, из которой изготовлена спираль, L_g – длина одного витка. Тогда можно записать

$$\mathcal{G} = A_0 N_c \frac{r^2 q}{r^2 q^2 + 1},$$

где A_0 – коэффициент пропорциональности, характеризующий одновитковую спираль. С учётом геометрических параметров спирали (рисунок 3.1) легко получить выражение для L_g :

$$L_g = \sqrt{(2\pi r)^2 + h^2} = 2\pi \sqrt{r^2 + \left(\frac{h}{2\pi}\right)^2} = 2\pi \sqrt{r^2 + \frac{1}{q^2}} = \frac{2\pi}{q} \sqrt{r^2 q^2 + 1}. \quad (4.22)$$

Преобразуем выражение (4.22) с учётом формул-определений N_c и L_g :

$$\mathcal{G} = A_0 N_c \frac{r^2 q}{r^2 q^2 + 1} = A_0 \frac{q}{\sqrt{r^2 q^2 + 1}} \cdot \frac{r^2 q}{r^2 q^2 + 1} \cdot \frac{L}{2\pi} = A_0 \frac{r^2 q^2}{(r^2 q^2 + 1)^{3/2}} \cdot \frac{L}{2\pi}. \quad (4.23)$$

После нахождения производной $\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial q}$, приравнивания её нулю и математических преобразований полученное уравнение можно привести к виду:

$$1 - \frac{1}{2} r^2 q^2 = 0,$$

откуда следует, что $qr = \sqrt{2}$ и можно найти максимальное значение $\mathcal{G}$, подставляя значение qr в (4.23):

$$\mathcal{G} = \frac{A_0 L}{3\sqrt{3}\pi}.$$

Пользуясь схемой, изображённой на рисунке 3.1, определим

$$\tan \alpha = \frac{N_c h}{2\pi N_c} = \frac{2\pi}{q \cdot 2\pi} = \frac{1}{qr} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

и $\alpha \approx 35^\circ 16'$.

4.1.2.3 Расчёт параметров спирали с учетом входного сопротивления.

Плотность тока может быть представлена в виде

$$\vec{J} = \xi \vec{v} = -e N_{\text{эф}} \vec{v}, \quad (4.24)$$

где $\xi = -e\delta(r)$ – объемная плотность заряда в случае одного электрона;

δ – дельта-функция Дирака;

$N_{\text{эф}}$ – эффективная объёмная концентрация электронов проводимости, движущихся по спиральным траекториям.

Проекции на ось OX дипольного электрического и магнитного моментов одиночной микроспиральи представим в виде:

$$p_x = \frac{1}{2} N_{\text{эф}} p_x^e V_h; \quad m_x = \frac{1}{2} N_{\text{эф}} m_x^e V_h, \quad (4.25)$$

где V_h – объём микроспиральи;

p_x^e и m_x^e – проекции электрического дипольного момента и магнитного момента для одного электрона соответственно;

коэффициент $\frac{1}{2}$ учитывает распределение тока в спирали в модели линейного убывания тока от центра к концам спирали. Ток в центре спирали можно найти в соответствии с работой [60] в виде:

$$I = \frac{\varepsilon_E}{(Z_L + Z_W)n}, \quad (4.26)$$

где $\varepsilon_E = \frac{1}{2} E_x h$ – электродвижущая сила, генерируемая переменным электрическим полем падающего излучения в центре спирали;

$h = L \sin \alpha$ – высота спирали;

Z_L и Z_W – входной импеданс соответственно плоского витка и прямолинейного участка канонической одновитковой спирали [237–239, 60];

n – число витков в спирали.

Если пренебречь членами порядка $(kl)^5$ и более высоких порядков, то входная проводимость линейного проводника антенны может быть выражена как [239]

$$Y_W = 2\pi i \frac{kl}{\eta \Psi_{dr}} \left[1 + k^2 l^2 \frac{F}{3} - ik^3 l^3 \frac{1}{3(\Omega - 3)} \right],$$

где использованы следующие обозначения:

$$F = 1 + \frac{1,08}{\Omega - 3}, \quad \Omega = 2 \log \frac{2l}{r_0}, \quad \Psi_{dr} = 2 \log \frac{l}{r_0} - 2, \quad \eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}};$$

$k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu}$ – волновое число в фоновой среде;

$l = \frac{P}{2}$ – половина длины проволоки канонической спирали;

r_0 – радиус поперечного сечения проволоки.

При этом функцию распределения тока аппроксимируем полиномом второго порядка. В результате получим приближённую формулу для входной электрической проводимости плоского витка [239]:

$$Y_L = \frac{-i}{\pi\eta} \left[\frac{1}{A_0} + \frac{2}{A_1} + \frac{2}{A_2} \right],$$

в которой A_0 , A_1 , A_2 – первые три коэффициента Фурье из [60]. Входной импеданс плоского витка и прямолинейного участка канонической спирали есть величина, обратная входной проводимости: $Z_L = 1/Y_L$, $Z_W = 1/Y_W$ соответственно.

Сравнивая выражения (4.24), (4.25) и (4.26), можно определить эффективную концентрацию электронов проводимости, совершающих движение по спиральным траекториям.

Для магнитного момента, индуцированного электрическим полем в одиночной спирали, нами получено выражение

$$m_x = - \frac{\pi r^2 L}{4(Z_L + Z_W) \sqrt{r^2 q^2 + 1}} E_x,$$

где ось OX ориентирована вдоль оси спирали;

r – радиус витка;

L – полная длина спирали;

$$|q| = \frac{2\pi}{p}.$$

Принимая во внимание, что в предложенной модели предполагалось линейное убывание тока от центра к концам спирали и что полная длина спирали L приблизительно равна $\frac{\lambda}{2}$, где λ – длина волны электромагнитного излучения в этой среде, можно выразить радиус канонической спирали a через параметр q :

$$a = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\lambda}{2n} - \frac{2\pi}{|q|} \right],$$

где n – число витков спирали и значение параметра q удовлетворяет неравенству $|q| > \frac{4\pi n}{\lambda}$.

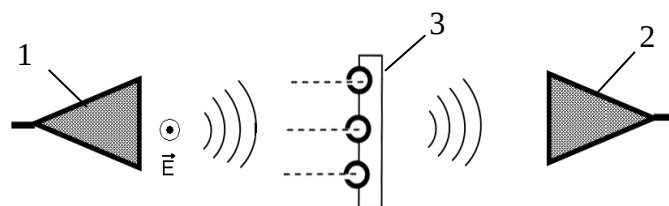
В рамках рассматриваемой модели был рассчитан оптимальный угол подъёма витков в спиральных элементах искусственной композитной структуры, при котором обеспечивается максимальное значение характеризующего её среднего параметра киральности. Установлено, что в данной модели оптимальный угол подъёма сильно зависит от количества витков в спирали и, если спираль состоит из одного витка, оптимальный угол

подъёма, отсчитанный относительно плоскости, перпендикулярной оси спирали, близок к 53° .

Различие полученных результатов связано с тем, что используется два различных подхода к вычислению оптимального угла: без учета зависимости входного сопротивления спирали от угла подъема спирали и с учетом указанной зависимости. В результате компьютерного моделирования, основанного на использовании метода конечных элементов, и экспериментальных исследований, произведенных в СВЧ диапазоне, была подтверждена адекватность обоих подходов применительно к расчету оптимальных параметров спирали. На рисунках 4.4–4.6 представлены фото изготовленного образца, схема эксперимента и экспериментальные результаты соответственно.



Рисунок 4.4. – Искусственный образец, содержащий правосторонние одновитковые спирали с углом подъема $53^\circ \pm 3^\circ$



1 - излучающая антенна, 2- приемная антенна, 3- искусственный образец двумерной решётки

Рисунок 4.5. – Схема проведения эксперимента

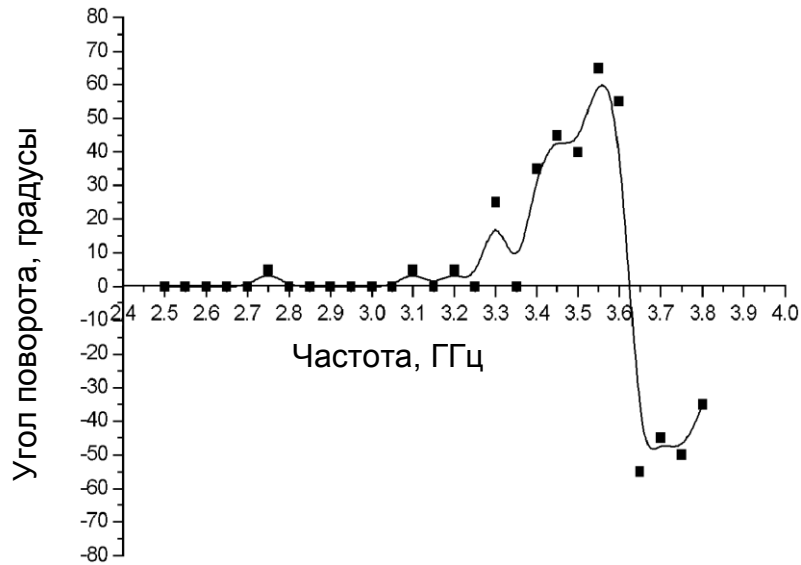


Рисунок 4.6. – График частотной зависимости угла поворота плоскости поляризации электромагнитной волны, прошедшей через образец двумерной решетки, состоящей из одновитковых спиральных элементов с углом намотки $53^\circ \pm 3^\circ$

Относительная погрешность экспериментальных результатов не превышает 15% с учетом нормального распределения и доверительной вероятности, равной 0,9.

В дальнейшем, при продвижении в терагерцовый диапазон будем использовать результат, полученный с учётом входного сопротивления.

4.1.3 Спиральная модель молекул вещества применительно к искусственной структуре с большой киральностью

Связь между эффективными параметрами среды ε_r , μ_r и тензорами диэлектрической и магнитной восприимчивости α_{ee} и α_{mm} , а также параметром киральности κ и псевдотензором, характеризующим киральные свойства спирали α_{em} , может быть обусловлена не только концентрацией спиралей (см. выражения (4.3)–(4.5)), а также формой микроспиралей.

Решая уравнение движения электрона по спирали (4.10), можно найти электрический дипольный $\vec{p}$ и магнитный $\vec{m}$ моменты, созданные электрическим полем. Аналогично можно определить влияние магнитного поля. С учетом уравнения (4.2) и закона Фарадея в дифференциальной форме,

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (4.27)$$

выражение (4.10) преобразуем к виду:

$$m_e \ddot{s} = -ks - \gamma \dot{s} - e\tau \frac{i\omega r}{2} (\mu_0 \mu_r H_x - i\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \kappa} E_x) \frac{qr}{\sqrt{r^2 q^2 + 1}}. \quad (4.28)$$

Каждая спираль находится в искусственной структуре и испытывает одновременное воздействие векторов $\vec{E}$ и $\vec{B}$, которые взаимосвязаны строго определенным образом, поскольку волна распространяется в киральной структуре. Поле в структуре можно представить в виде суперпозиции собственных волн.

В результате можно получить новые выражения для эффективных параметров с учетом их частотной дисперсии:

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{1}{A\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} \left(1 + \frac{q\omega r^2}{2} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \kappa} \right), \quad (4.29)$$

$$\mu_r = 1 + \frac{1}{A} \mu_0 B^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} \left(1 + \frac{q\omega r^2}{2} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \kappa} \right), \quad (4.30)$$

$$\kappa' = \frac{1}{A} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} B \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} \left(1 + \frac{q\omega r^2}{2} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \kappa} \right). \quad (4.31)$$

В соотношениях (4.29-4.31) величина κ является невозмущенным значением параметра киральности, вычисленным в первом приближении, с учетом уравнения связи $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. Величина κ' представляет собой уточненное значение параметра киральности для среды с сильными киральными свойствами. Для такой среды эффективные параметры (4.29) – (4.31) учитывают киральность в квадратичном приближении.

Совместное использование универсального соотношения (3.7) между электрическим дипольным моментом и магнитным моментом спирали и уравнений связи (3.28), (3.29) позволяет получить формулы для восприимчивостей отдельной спирали:

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \frac{2c}{\omega r^2 q} \alpha_{me}^{(11)}, \quad (4.32)$$

$$\alpha_{em}^{(11)} = \frac{2c}{\omega r^2 q} \alpha_{mm}^{(11)}, \quad (4.33)$$

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \frac{4c^2}{\omega^2 r^4 q^2} \alpha_{mm}^{(11)}. \quad (4.34)$$

Эти соотношения учтены при вычислении эффективных параметров спирали (4.29)–(4.31). В результате для среды с сильными киральными свойствами по-прежнему выполняется принцип симметрии кинетических коэффициентов Онзагера-Казимира, и

$$\alpha'_{em} = \alpha'^T_{me}, \quad (4.35)$$

где штрихом обозначены уточнённые значения псевдотензора, характеризующего киральность спирали.

Планируя моделирование спиралей, изготовленных из наноплёнки, состоящей из нескольких слоёв полупроводников и проводящего материала, в соответствующие выражения необходимо внести изменения, полагая, что в плёнке основной ток течёт в слое с самой высокой проводимостью – в металлическом слое.

В формулах (4.29) –(4.31) были использованы обозначения:

$$N_s = \frac{2\Delta}{\delta_1} \quad (4.36)$$

– доля скин-слоя в объеме слоя проводника в пленке, δ_1 – ширина полосы проводника в пленке,

$$N = N_0 N_s N_h V_h, \quad V_h = \delta_1 \delta_2 L, \quad (4.37)$$

где V_h – объем слоя проводника в пленке, из которой изготовлена спираль, δ_2 – длина полосы проводника в пленке.

На основе уравнения (3.29) можно определить комплексное входное сопротивление одновитковой спирали

$$Z_{ex} = \frac{U}{I} = i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \pi^2 h \frac{1}{\alpha_{me}}, \quad (4.38)$$

где $U = E_x h$ – напряжение между концами спирали;

h – шаг спирали;

I – сила тока в спирали.

Тогда коэффициент ослабления поля внутри металла τ можно представить в форме

$$\tau = -i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\rho}{\pi^2 S_{np} \sin \alpha} \alpha_{me}, \quad (4.39)$$

где S_{np} – площадь поперечного сечения проводника.

Если скин-эффект является ярко выраженным, и толщина скин-слоя значительно уступает линейным размерам сечения проводника, то поверхность проводника можно рассматривать как плоскую [16]. В этом

случае для коэффициента τ справедливо выражение (4.16). Если толщина скин-слоя сравнима с линейными размерами сечения проводника, то задача усложняется. В этом случае для τ можно использовать соотношение (4.39). Как следует из дисперсионных соотношений Крамерса-Кронига [16], в окрестности резонансной частоты действительная и мнимая части магнитоэлектрической восприимчивости спирали α_{me} являются величинами одного порядка. Следовательно, коэффициент τ (4.39) имеет одинаково значимые действительную и мнимую части. Такое же свойство характерно для величины τ (4.16) в случае плоской поверхности металла.

Используя рассчитанное уточненное значение комплексного параметра киральности κ' (4.31), можно определить угол поворота плоскости поляризации волны, прошедшей через структуру, для наблюдателя, смотрящего навстречу волне

$$\varphi = \frac{\omega}{c} \operatorname{Re}(\kappa') z_0, \quad (4.40)$$

где z_0 – толщина структуры;

$\operatorname{Re}(\kappa')$ – действительная часть комплексного параметра киральности.

Если структура образована спиралями с левосторонним кручением ($q < 0$) и частота излучения ниже резонансной, получим, что $\operatorname{Re}(\kappa') < 0$ и $\varphi < 0$. Таким образом, в указанной области частот поворот плоскости поляризации волны происходит против часовой стрелки, если смотреть навстречу волне.

Аналогично можно определить величину циркулярного дихроизма структуры

$$D = \frac{1}{2} \cdot \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-}, \quad (4.41)$$

где T_+ и T_- – коэффициенты прохождения право- и левоциркулярно поляризованных волн соответственно. Циркулярный дихроизм среды (4.41) связан с мнимой частью параметра киральности $\operatorname{Im}(\kappa')$ следующим образом

$$\operatorname{Im}(\kappa') = -\frac{1}{4z_0} \frac{c}{\omega} \ln \frac{1-2D}{1+2D}. \quad (4.42)$$

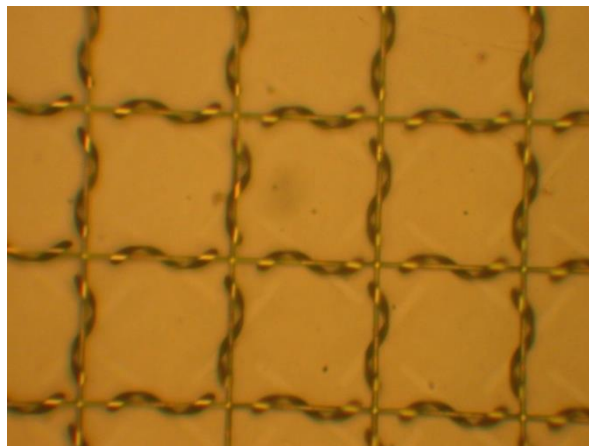
В случае слабого поглощения электромагнитной волны формула для циркулярного дихроизма структуры принимает вид

$$D = \frac{\omega}{c} \operatorname{Im}(\kappa') z_0. \quad (4.43)$$

Если структура состоит из левосторонних спиралей ($q < 0$), то $\text{Im}(\kappa') > 0$, и сильнее поглощается циркулярно поляризованная волна, образующая в пространстве правый винт. Если смотреть вслед волне, то для нее вектор $\vec{E}$ вращается с течением времени против часовой стрелки. В оптике такую волну называют левополяризованной.

4.1.4 Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования

Экспериментально реализовать описанные метаматериалы на основе спиралей и исследовать их в терагерцовом диапазоне оказалось возможным с использованием недавно развитого российскими учёными метода точного 3D наноструктурирования [13–15]. В Институте физики полупроводников СО РАН были изготовлены образцы, которые представляют квадратную решётку из спиралей, закреплённых на подложке сеткой из резиста так, что спирали прилегают к подложке и резисту в центре, а остальная часть спирали находится в воздухе (рисунок 4.7).



На иллюстрации – квадратная сетка – негативный фоторезист из полимерного материала, толщиной около 1 мкм

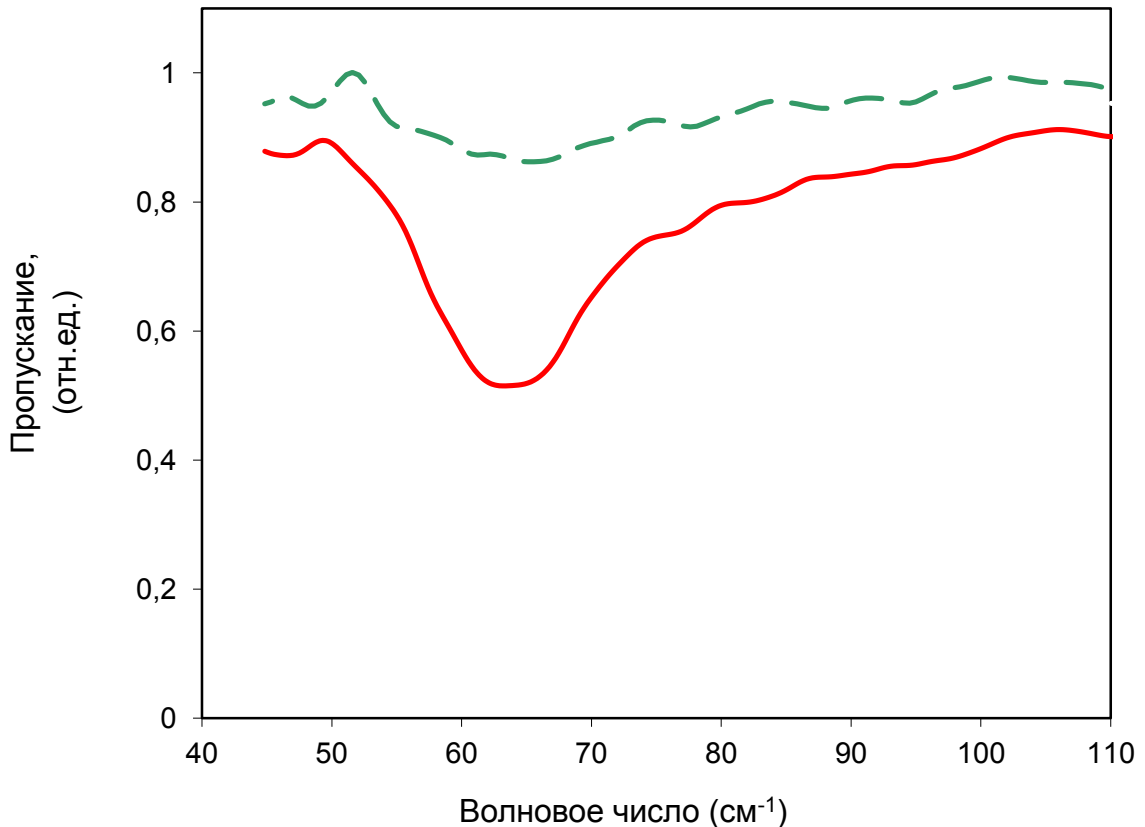
Рисунок 4.7. – Фотография метаматериала, реализованного в форме сетки с квадратными ячейками

Параметры полосок из плёнки $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ (16/40/3/65 нм), использованных для изготовления спиралей, в развёрнутом состоянии следующие: длина – 77 мкм, ширина – 6 мкм. В средней части спираль обращена к подложке стороной $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$. Геометрические параметры реализованной структуры следующие: угол подъёма спирали – $(52\text{--}53)^\circ$; диаметр спирали – 11 мкм; период структуры 84 мкм. Используемый угол подъёма спирали, является оптимальным для получения образцов с

максимально выраженными гиротропными свойствами, как показано в [18–А, 75–А].

Были изготовлены образцы разных размеров (максимальный – 2 см х 3 см) на подложке из нелегированного GaAs (толщина подложки 400 мкм).

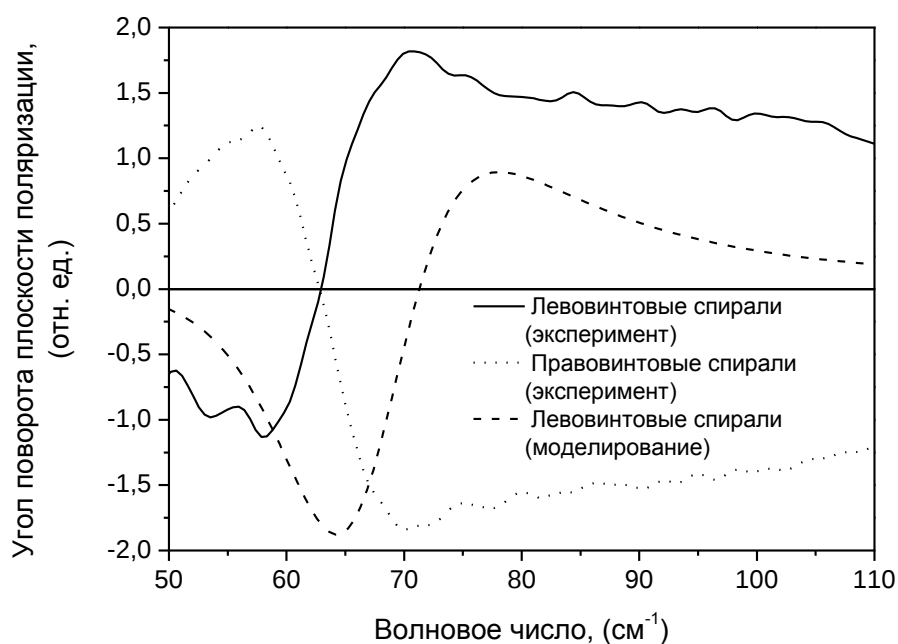
Экспериментальные исследования свойств изготовленных образцов были произведены в Институте ядерной физики СО РАН. Полученные результаты приведены на рисунках 4.8, 4.9.



**Поляризация излучения: сплошная линия - левоциркулярная;
штриховая линия – правоциркулярная**

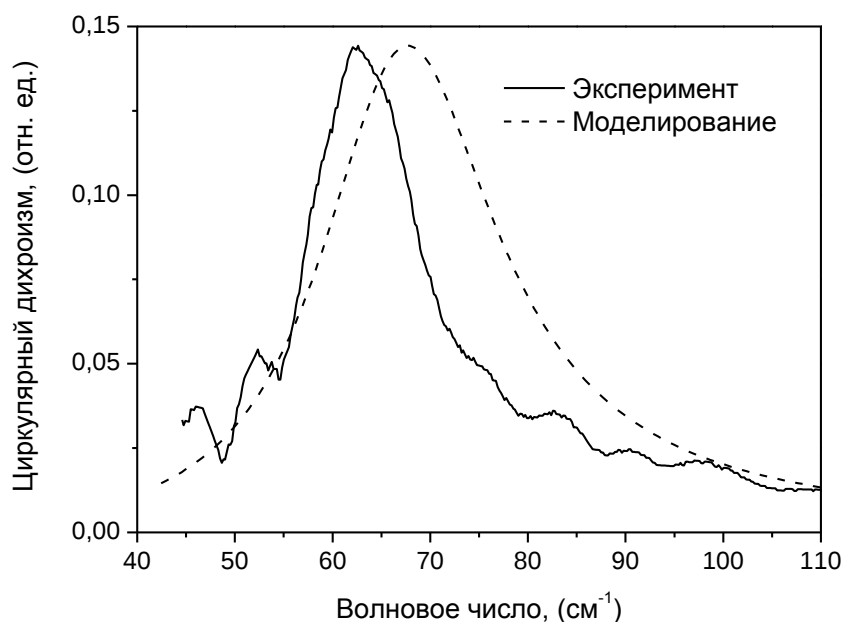
Рисунок 4.8. – Спектры пропускания массива из левовинтовых спиралей в зависимости от типа поляризации падающего излучения

На рисунках 4.9, 4.10 приведены результаты численного моделирования свойств метаматериала. Параметры структуры для моделирования были выбраны соответствующими экспериментальным образцам: $\delta_1 = 6 \cdot 10^{-6}$ м, $\delta_2 = 65 \cdot 10^{-9}$ м, $L = 14,4 \cdot 10^{-6}$ м, $\alpha = 53^\circ$, $\omega_0 = 12,6 \cdot 10^{12}$ рад/с, $\rho = 2,42 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $N_h = 0,98 \cdot 10^{13}$ м⁻³.



Одной единице на оси ординат соответствует 5°. Наблюдение навстречу волне, направление отсчёта положительных значений угла – по часовой стрелке

Рисунок 4.9. – Спектральная зависимость угла поворота плоскости поляризации излучения, прошедшего сквозь метаматериал на основе спиралей



Сплошная линия – результаты расчёта по формуле 4.41 на основе экспериментальных данных, иллюстрированных на рисунке 4.5;
 штриховая линия – результаты численного моделирования

Рисунок 4.10. – Зависимость величины циркулярного дихроизма метаматериала на основе спиралей левовинтовых спиралей от частоты падающего излучения

С учётом вышеуказанных параметров экспериментального образца произведено численное моделирование свойств искусственной киральной структуры, а также сравнение результатов моделирования с результатами эксперимента по исследованию взаимодействия образца с электромагнитным излучением терагерцового диапазона.

В результате произведённого анализа можно сделать вывод, что с использованием предложенной модели реализуется удовлетворительное описание свойств искусственной структуры с сильно выраженной киральностью. Максимальные значения угла поворота плоскости поляризации для электромагнитной волны и циркулярного дихроизма среды, рассчитанные на основании предложенной модели, соответствуют наблюдаемым в эксперименте. Частотная зависимость рассчитанных величин, характеризующих киральные свойства среды, вблизи резонанса качественно согласуется с экспериментальными данными.

4.2 Исследование свойств слабоотражающих метаматериалов с компенсированной киральностью

4.2.1 Оптимизация расположения спиралей в массиве

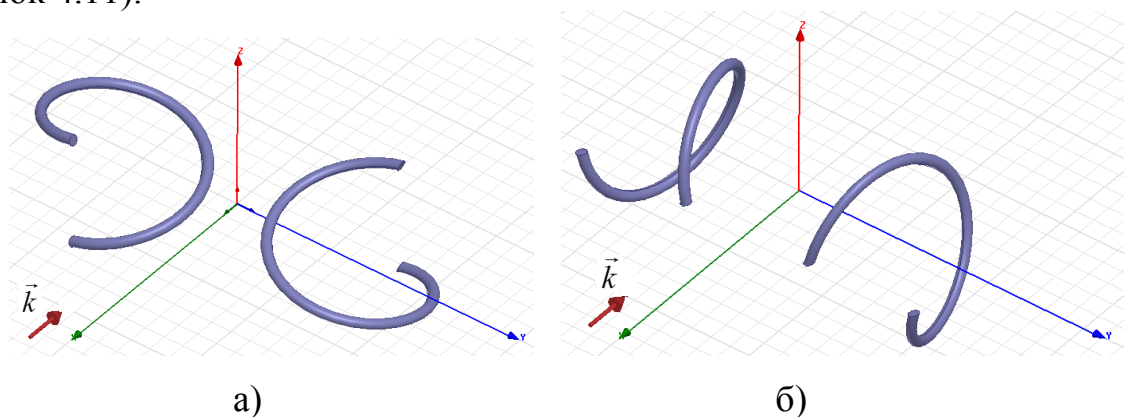
В данном разделе рассматривается оптимизация расположения спиралей в массиве для получения конкретных параметров, в том числе парных спиралей с противоположным направлением кручения.

В частности, образец со слабыми отражательными свойствами, состоящий из одновитковых спиралей с углом подъема $13,5^\circ$, должен содержать одинаковое количество правых и левых спиралей, они должны располагаться в плоскости образца как по вертикали, так и по горизонтали. При этом число вертикально и горизонтально расположенных спиралей должно быть одинаково, чтобы электромагнитные свойства были изотропными в плоскости образца.

С целью преодоления технологических трудностей при изготовлении образца, содержащего одновременно правые и левые спирали, можно изготовить два образца. Один состоит только из правых (вертикальных и горизонтальных) спиралей, а второй только из левых (вертикальных и горизонтальных). Искомый образец (пакет) получится путем накладывания первого на второй. Второй способ – изготовление образца на основе парных спиралей, расположенных вертикально и горизонтально в плоскости образца.

Проведено моделирование и расчет свойств образцов двумерных массивов парных спиралей. Такие массивы проявляют одинаково значимые

диэлектрические и магнитные свойства, которые обусловлены оптимальной формой спиралей. В то же время киральные свойства искусственных структур являются скомпенсированными, поскольку используются парные оптимальные спирали с правым и левым направлением закручивания. В результате созданный метаматериал обладает в терагерцовом диапазоне волновым импедансом, близким к импедансу свободного пространства. С использованием компьютерного программного пакета ANSYS HFSS был проведен анализ необходимого взаимного расположения и ориентации парных спиралей, которые обеспечивают компенсацию киральности. Были рассмотрены два различных способа расположения парных спиралей (см. рисунок 4.11).



а – оси правой и левой спирали параллельны;

б – правая и левая спирали расположены на одной оси

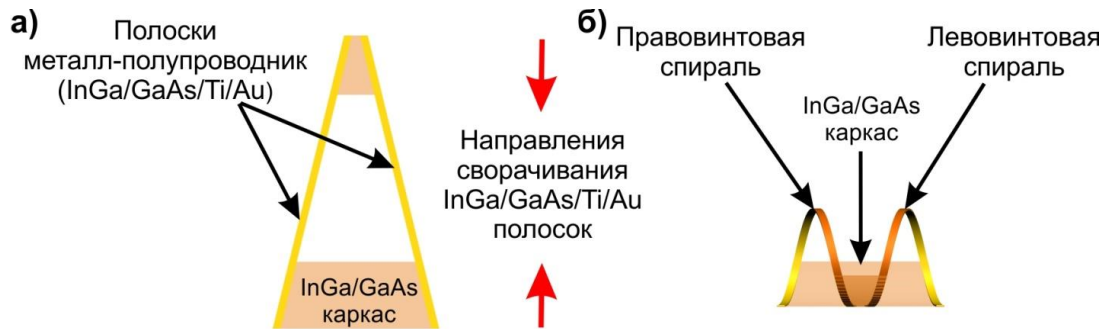
Рисунок 4.11. – Варианты взаимного расположения парных спиралей, использованные в целях компенсации киральности

В данном разделе мы использовали расположение парных спиралей на одной оси, как показано на рисунке 4.11б. Как показало моделирование, свойства образца ухудшаются, если оси спиралей в каждой паре параллельны, как показано на рисунке 4.11а.

4.2.2 Оценка влияния каркасного полупроводникового цилиндра и электроёмкости зазора между концами правой и левой спиралей

Особенности технологии изготовления двумерных массивов парных металлических спиралей, правосторонних и левосторонних, с оптимальным углом подъёма $\alpha = 13,5^\circ$ приводят к необходимости наличия у спиралей цилиндрических каркасов из напряженных полупроводниковых пленок (рисунок 4.12). Существенными в последующем рассмотрении являются

объём боковой стенки таких цилиндрических элементов и их концентрация, поэтому они были рассчитаны.



а – исходный плоский пленочный элемент;

б – свернутая оболочка (вид сверху)

Рисунок 4.12. – К пояснению методики изготовления парных металлических спиралей

Необходимо оценить вклад полупроводниковых цилиндров, образующих каркас спиралей, в диэлектрическую проницаемость образца. Этот вклад должен быть пренебрежимо малым по сравнению с диэлектрической проницаемостью массива спиралей. В противном случае нарушится условие

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \mu_{\text{eff}} \quad (4.44)$$

для эффективных значений диэлектрической и магнитной проницаемости образца в целом. Данное условие обеспечивает близость волнового импеданса образца к волновому импедансу свободного пространства, то есть гарантирует безотражательные свойства образца в рассматриваемом диапазоне частот. Выполнение условия (4.44) обеспечивается предварительно рассчитанными оптимальными параметрами спиралей, в которых под действием падающей волны одновременно индуцируются электрические дипольные и магнитные моменты. Наличие цилиндров, используемых в качестве каркаса спиралей, не должно увеличивать коэффициент отражения волн от искусственной структуры, то есть не должно нарушать выполнение условия (4.44). Применяемые цилиндры не обладают магнитными свойствами, поэтому они также должны оказывать слабое влияние на эффективную диэлектрическую проницаемость образца в целом.

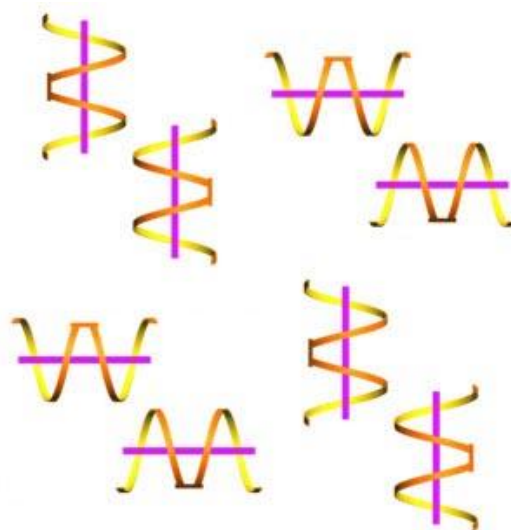
Для изготовления массива парных спиралей с правосторонним и левосторонним закручиванием необходимо использовать разьединенные металлические полоски. Длина каждой полоски приблизительно равна половине длины волны электромагнитного поля, то есть выполняется

условие главного резонанса. Если две металлические полосы будут соединены в одну, то длина образовавшейся полосы увеличится вдвое. Следовательно, резонансная частота электромагнитного поля понизится в два раза, при этом образовавшиеся спирали не будут иметь оптимальных параметров. Таким образом, исходные полосы должны быть разъединены, и необходимо оценить минимальный допустимый зазор между полосками.

Было изучено влияние полупроводникового цилиндра, выполняющего роль механического каркаса спиралей, на свойства образца и показано, что вклад цилиндров в диэлектрическую проницаемость образца мал относительно вклада спиралей.

Выполнена также оценка влияния диэлектрической полосы, используемой для закрепления спиралей на подложке в заданном положении (см. рисунок 4.13), на диэлектрическую проницаемость образца. Сделан вывод, что вклад диэлектрической полосы, в зависимости от ее размеров, меньше вклада полупроводникового цилиндра в $3,9 \div 13,3$ раза, что также существенно меньше вклада спиралей в диэлектрическую проницаемость образца.

Рассчитана также емкость зазора между исходными полосками пленки, из которых формируются парные спирали и показано, что при ширине зазора 1 микромметр, используемой в эксперименте (рисунок 4.13), электроёмкость спирали играет гораздо более значимую роль по сравнению с электроёмкостью зазора.



**Прямолинейными отрезками обозначены диэлектрические полосы,
используемые для закрепления спирали на подложке**

Рисунок 4.13. – Схема расположения металл-полупроводниковых спиралей в массиве

4.2.3 Определение параметров решётки на основе анализа отражённой и прошедшей волн

Учтём, что для оптимальных спиралей выполняется универсальное соотношение (3.7).

В целях нахождения коэффициентов отражения и прохождения волны при взаимодействии излучения с образцом на основе парных спиралей решим граничную задачу для слоя, т.е. для структуры конечной толщины (рисунок 4.14). Введём следующие обозначения: $\vec{E}^i$, $\vec{E}^r$, $\vec{E}^{\tau}$ – соответственно напряжённость падающей, отражённой и прошедшей волны, L – эффективная толщина структуры. Уравнения, соответствующие падающей, отраженной, прошедшей волнам и волны, распространяющейся в образце, представим в виде:

$$\vec{E}^i = E_0^i \vec{x}_0 e^{i\frac{\omega}{c}z - i\omega t}; \quad (4.45)$$

$$\vec{E}^r = E_0^r \vec{x}_0 e^{-i\frac{\omega}{c}z - i\omega t};$$

$$\vec{E}^{\tau} = E_0^{\tau} \vec{x}_0 e^{i\frac{\omega}{c}z - i\omega t};$$

$$\vec{E} = E_0^+ \vec{x}_0 e^{ikz - i\omega t} + E_0^- \vec{x}_0 e^{-ikz - i\omega t}.$$

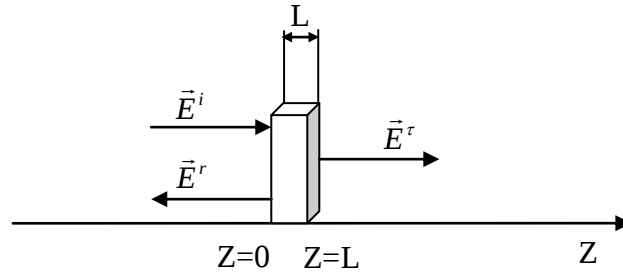


Рисунок 4.14. – Геометрическая схема граничной задачи

Мы предполагаем, что падающая волна линейно поляризована и вектор $\vec{E}^i$ колеблется вдоль оси OX . Так как свойства образца изотропны в плоскости XOY , то общность решения граничной задачи при сделанном предположении не нарушается.

Условие непрерывности вектора $\vec{E}$ на границе образца при $Z = 0$ имеет вид:

$$E_0^i + E_0^r = E_0^+ + E_0^-. \quad (4.46)$$

При $Z = L$ условие непрерывности вектора $\vec{E}$ можно записать следующим образом:

$$E_0^+ e^{ikL} + E_0^- e^{-ikL} = E_0^\tau e^{i\frac{\omega}{c}L}. \quad (4.47)$$

Используя условие непрерывности векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на границах образца, можно определить выражение для амплитуды отраженной волны:

$$E_0^r = \frac{\left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} - \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) (e^{-ikL} - e^{ikL}) E_0^i}{\left(1 - \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \right) e^{-ikL} + \left(1 + \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) \left(1 + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \right) e^{ikL}}, \quad (4.48)$$

где E_0^i – амплитуда падающей волны.

После вычисления квадрата её модуля $|E_0^r|^2$ несложно найти коэффициент отражения $R = \frac{|E_0^r|^2}{|E_0^i|^2}$. В выражении (4.48) использовано соотношение для волнового числа $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon\mu}$, которое в общем случае является комплексной величиной.

Если при некоторой критической частоте выполняется равенство

$$\varepsilon = \mu, \quad (4.49)$$

то в соответствии с формулой (4.48) коэффициент отражения обращается в нуль: $R = 0$.

Для комплексной амплитуды прошедшей волны получим выражение

$$E_0^\tau = \frac{4E_0^i e^{i\frac{\omega}{c}L}}{\left(1 - \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \right) e^{-ikL} + \left(1 + \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) \left(1 + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \right) e^{ikL}}, \quad (4.50)$$

и с его использованием можно найти коэффициент прохождения волны. В частном случае, когда на некоторой частоте выполняется соотношение (4.49), амплитуда прошедшей волны и коэффициент прохождения соответственно определяются выражениями

$$E_0^\tau = \frac{E_0^i e^{i\frac{\omega}{c}L}}{e^{\frac{i\omega}{c}(\varepsilon' - i\varepsilon'')L}}; \quad (4.51)$$

$$T = \frac{|E_0^\tau|^2}{|E_0^i|^2} = e^{-2\frac{\omega}{c}\varepsilon''L}. \quad (4.52)$$

При их получении учтено, что диэлектрическая проницаемость метаматериала – комплексная величина: $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$.

Измеряя коэффициент прохождения T для излучения данной частоты, можно определить соответствующее ей значение мнимой части диэлектрической проницаемости ε'' , для чего необходимо знать также эффективную толщину структуры L , а также значение критической частоты.

Для излучения критической частоты коэффициент отражения $R=0$, поэтому для него нельзя измерить действительную часть диэлектрической проницаемости ε' . Чтобы определить значение ε' , необходимо измерять коэффициенты отражения R и прохождения T для излучения, частота которого близка к критической.

Отметим, что решение граничной задачи, записанное в формулах (4.48), (4.50)–(4.52), оказалось существенно упрощённым в связи со следующими обстоятельствами:

- 1) образец является изотропным в плоскости, перпендикулярной оси OZ , так как количество спиралей, ориентированных вдоль осей OX и OY , одинаково;
- 2) искусственная структура не обладает киральными свойствами, так как она состоит из парных спиралей, и в ней содержится одинаковое количество право- и левозакрученных спиралей;
- 3) диэлектрические и магнитные свойства образца одинаково значимы, так как он состоит из спиралей с оптимальными параметрами.

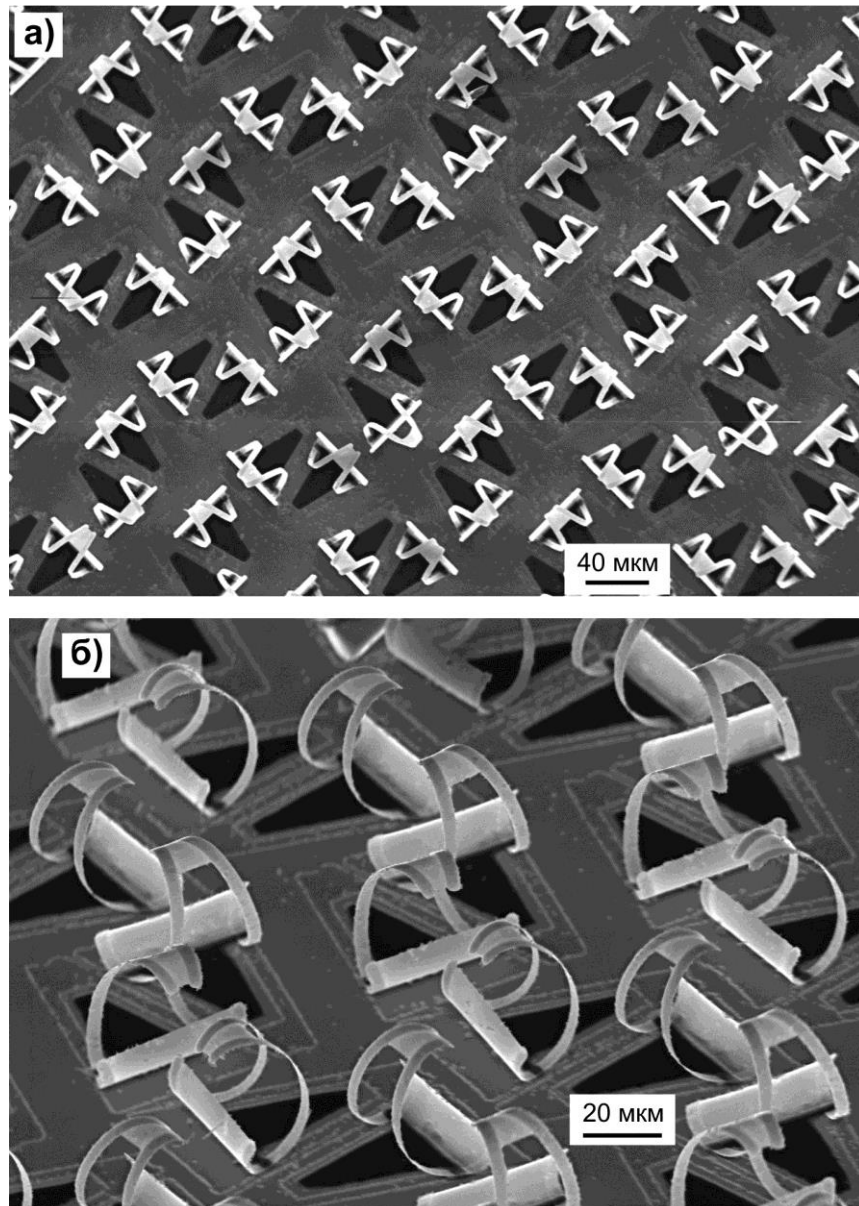
4.2.4 Сравнение результатов эксперимента с результатами численного моделирования

Практическая реализация описанных метаматериалов на основе спиралей применительно к терагерцовому диапазону возможна с использованием недавно развитого российскими учеными метода точного 3D наноструктурирования [13–15]. В Институте физики полупроводников СО РАН были изготовлены образцы, которые представляют собой решетку из правых и левых металлических спиралей на полупроводниковых каркасах, пары спиралей располагаются горизонтально и вертикально в плоскости образца (рисунок 4.15). На рисунке 4.12 представлено изображение образца, полученное методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с разным увеличением и с разных ракурсов.

Параметры развернутых полосок, использованных при изготовлении отдельных спиралей с оптимальным углом подъёма ($13,5^\circ$) и радиусом 12,4 мкм, следующие: длина – 65 мкм, ширина – 3 мкм. Полоски сделаны из плёнки $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ (16/40/3/65 нм). Концентрация спиралей в массиве – $2,3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$. Указанное значение угла подъёма спирали, как

показано в [21–А, 27–А], оптимально для обеспечения равенства электрической и магнитной поляризуемостей спирали.

В Институте физики полупроводников СО РАН были произведены экспериментальные исследования свойств изготовленных образцов, результаты которых иллюстрированы на рисунке 4.16, на котором приведены также результаты численного моделирования свойств искусственной анизотропной структуры. Параметры структуры для моделирования были выбраны соответствующими экспериментальным образцам: $L = 65 \cdot 10^{-6}$ м; $\alpha = 13,5^\circ$; $\omega_0 = 12,6 \cdot 10^{12}$ рад/с; $\rho = 2,42 \cdot 10^{-8}$ Ом·м; $N_h = 2,3 \cdot 10^{13}$ м⁻³.



а) вид сверху; б) вид под углом

Рисунок 4.15. – СЭМ-изображение метаматериала, образованного одновитковыми спиралями на основе плёнки из $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$

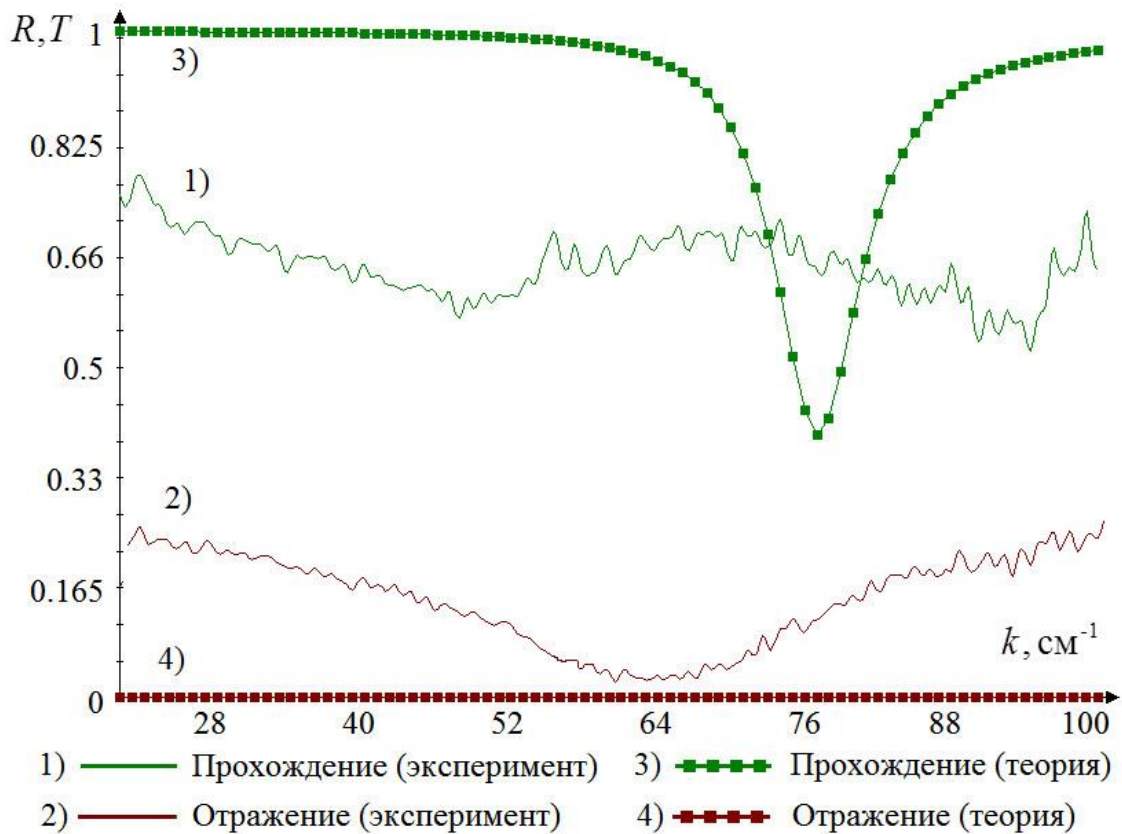


Рисунок 4.16. – Зависимость коэффициентов отражения и прохождения волн для метаматериала от волнового числа

Таким образом, на основе парных гладких спиралей с оптимальными параметрами создан образец метаматериала с низким коэффициентом отражения и компенсированной киральностью, произведено численное моделирование его свойств, а также сравнение с экспериментально полученными спектральными зависимостями коэффициентов отражения и прохождения электромагнитного излучения терагерцового диапазона.

Полученный метаматериал на основе массива парных спиралей проявляет одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства, которые обусловлены оптимальной формой спиралей. В то же время киральные свойства искусственной структуры являются скомпенсированными, поскольку используются парные оптимальные спирали с правым и левым направлением закручивания. В результате созданный метаматериал обладает в терагерцовом диапазоне волновым импедансом, близким к импедансу свободного пространства.

Изучено влияние полупроводникового цилиндра, используемого в качестве каркаса для металлических спиралей, на свойства образца.

Рассчитана ёмкость зазора между исходными полосками пленки, из которых формируются парные спирали. Проведено сравнение ёмкости зазора и спирали.

Решена граничная задача и проведены расчеты для определения коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны в зависимости от параметров образца. Решение граничной задачи подтверждает, что вблизи ранее определенной резонансной частоты образец проявляет слабые отражательные свойства.

На основе полученных результатов возможна разработка и создание метаматериалов в ТГц диапазоне, состоящих из оптимальных спиральных элементов. Возможно также создание новых метаматериалов с отрицательным показателем преломления для реализации плоской «линзы» в терагерцовом диапазоне.

В результате сравнения экспериментальных графиков и результатов моделирования можно сделать вывод, что предложенная модель удовлетворительно описывает свойства искусственной структуры с компенсированной киральностью. Частотная зависимость коэффициентов прохождения и отражения, рассчитанная на основании предложенной модели, качественно согласуется с экспериментальными данными.

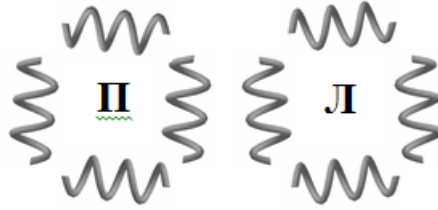
Отличие результатов численного моделирования от результатов, наблюдаемых в эксперименте (рисунок 4.16), имеющее место для некоторых характеристик спиральных элементов объясняется недостаточной толщиной металлических слоёв и их высокой неоднородностью.

4.3 Исследование свойств высокопоглощающего метаматериала с компенсированной киральностью на подложке

4.3.1 Решение граничной задачи и расчёт коэффициентов пропускания и отражения электромагнитной волны от структуры метаматериал – подложка, содержащей поглощающий слабо отражающий двумерный массив искусственных бианизотропных элементов

В целях определения взаимного расположения и ориентации в пространстве парных спиралей, при котором возможна компенсация киральности в сильнопоглощающем метаматериале, в ходе анализа учитывались такие же условия относительно угла подъёма и количества парных спиралей, как и в предыдущем разделе.

Образец со слабыми отражательными свойствами, состоящий из одновитковых спиралей с углом подъема $13,5^\circ$, должен содержать одинаковое количество правых и левых спиралей, они должны располагаться в плоскости образца как по вертикали, так и по горизонтали (рисунок 4.17). При этом число вертикально и горизонтально расположенных спиралей должно быть одинаково, чтобы электромагнитные свойства были изотропными в плоскости образца.



П–правые спирали, Л–левые спирали

Рисунок 4.17. – Фрагмент структуры слоя с включениями спиральной формы

Учтем, что для оптимальных спиралей выполняется универсальное соотношение (3.7).

Рассмотрим образец на основе парных спиралей и решим граничную задачу для слоя на подложке, то есть для структуры конечной толщины (рисунок 4.18).

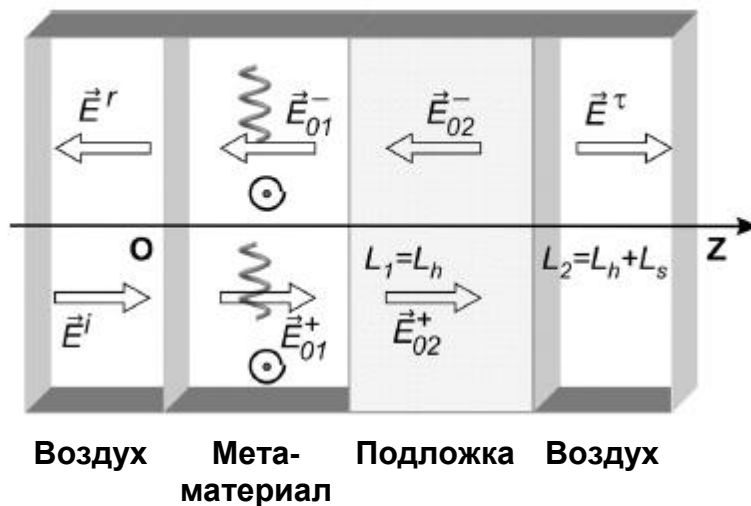


Рисунок 4.18. – Геометрическая схема к постановке граничной задачи

Будем описывать волны в рассматриваемой системе следующими уравнениями:

– падающую волну

$$\vec{E}^i = E_0^i \vec{x}_0 e^{-i\frac{\omega}{c}z + i\omega t};$$

– отраженную волну

$$\vec{E}^r = E_0^r \vec{x}_0 e^{i\frac{\omega}{c}z + i\omega t};$$

– волну в структуре, образованной спиралями

$$\vec{E}^h = E_{01}^+ \vec{x}_0 e^{-ik_1 z + i\omega t} + E_{01}^- \vec{x}_0 e^{ik_1 z + i\omega t};$$

эта структура имеет диэлектрические и магнитные свойства, но не является киральной, так как состоит из парных спиралей (правых и левых) и параметр киральности в слое компенсирован (рисунок 4.17);

– волну в подложке

$$\vec{E}^s = E_{02}^+ \vec{x}_0 e^{-ik_2 z + i\omega t} + E_{02}^- \vec{x}_0 e^{ik_2 z + i\omega t};$$

– волну, прошедшую через весь образец (слой спиралей и подложку)

$$\vec{E}^{\tau} = E_0^{\tau} \vec{x}_0 e^{-i\frac{\omega}{c}z + i\omega t}.$$

Условие непрерывности вектора напряжённости электрического поля на границах раздела сред в рассматриваемой системе запишем в виде:

– при $Z=0$

$$E_0^i + E_0^r = E_{01}^+ + E_{01}^-; \quad (4.53)$$

– при $Z = L_h = L_1$

$$E_{01}^+ e^{-ik_1 L_1} + E_{01}^- e^{ik_1 L_1} = E_{02}^+ e^{-ik_2 L_1} + E_{02}^- e^{ik_2 L_1}. \quad (4.54)$$

– при $Z = L_s + L_h = L_2$

$$E_{02}^+ e^{-ik_2 L_2} + E_{02}^- e^{ik_2 L_2} = E_0^{\tau} e^{-i\frac{\omega}{c}L_2}. \quad (4.55)$$

Учтём, что для вакуума (воздуха) волновое число равно $k = \frac{\omega}{c}$, и относительная магнитная проницаемость $\mu = 1$, а волновое число для волн,

распространяющихся в слое из спиралей, $k_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$ и вычислим напряжённость магнитного поля в соответствии со следующими формулами:

– поле в среде

$$\vec{H} = \frac{k}{\omega \mu_0 \mu} [\vec{z}_0 \vec{E}];$$

– для падающей и прошедшей волны

$$\vec{H} = \frac{1}{c \mu_0} [\vec{z}_0 \vec{E}];$$

– для отраженной волны

$$\vec{H} = -\frac{1}{c \mu_0} [\vec{z}_0 \vec{E}].$$

В результате получим:

– для падающей волны

$$\vec{H}^i = \frac{1}{c \mu_0} E_0^i \vec{y}_0 e^{-i \frac{\omega}{c} z + i \omega t};$$

– для отраженной волны

$$\vec{H}^r = -\frac{1}{c \mu_0} E_0^r \vec{y}_0 e^{i \frac{\omega}{c} z + i \omega t};$$

– для волны в слое спиралей

$$\vec{H}^{(1)} = \frac{1}{c \mu_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_{01}^+ \vec{y}_0 e^{-i k_1 z + i \omega t} - \frac{1}{c \mu_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_{01}^- \vec{y}_0 e^{i k_1 z + i \omega t};$$

– для волны в подложке

$$\vec{H}^{(2)} = \frac{1}{c \mu_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_{02}^+ \vec{y}_0 e^{-i k_2 z + i \omega t} - \frac{1}{c \mu_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_{02}^- \vec{y}_0 e^{i k_2 z + i \omega t};$$

– для прошедшей волны

$$\vec{H}^{\tau} = \frac{1}{c \mu_0} E_0^{\tau} \vec{y}_0 e^{-i \frac{\omega}{c} z + i \omega t}.$$

Условие непрерывности вектора напряжённости магнитного поля на границах раздела сред запишем в виде следующих уравнений:

– при $Z = 0$

$$E_0^i - E_0^r = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} (E_{01}^+ - E_{01}^-); \quad (4.56)$$

– при $Z = L_1$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}(E_{01}^+ e^{-ik_1 L_1} - E_{01}^- e^{ik_1 L_1}) = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}(E_{02}^+ e^{-ik_2 L_1} - E_{02}^- e^{ik_2 L_1}); \quad (4.57)$$

– при $Z=L_2$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}(E_{02}^+ e^{-ik_2 L_2} - E_{02}^- e^{ik_2 L_2}) = E_0^\tau e^{-i\frac{\omega}{c} L_2}. \quad (4.58)$$

Решая граничную задачу, сформулированную в системе шести уравнений (4.53)–(4.58), можно определить отношение амплитуд отражённой и падающей волны и представить его в виде:

$$\frac{E_0^r}{E_0^i} = \frac{r_{01} + r_{12} e^{-2ik_1 L_1} + r_{20} e^{-2ik_2 (L_2 - L_1)} (r_{01} r_{12} + e^{-2ik_1 L_1})}{1 + r_{01} r_{12} e^{-2ik_1 L_1} + r_{20} e^{-2ik_2 (L_2 - L_1)} (r_{12} + r_{01} e^{-2ik_1 L_1})}, \quad (4.59)$$

где использованы следующие обозначения:

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \text{ – импеданс;}$$

$r_{01} = \frac{\eta_1 - 1}{\eta_1 + 1}$ – коэффициент отражения на границе воздух – слой со спиралями (воздух–метаматериал);

$r_{12} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1}$ – коэффициент отражения на границе (метаматериал–подложка);

$$r_{20} = \frac{1 - \eta_2}{1 + \eta_2} \text{ – коэффициент отражения на границе подложка – воздух;}$$

$t_{01} = \frac{2\eta_1}{\eta_1 + 1}$ – коэффициент пропускания на границе воздух – метаматериал;

$t_{12} = \frac{2\eta_2}{\eta_1 + \eta_2}$ – коэффициент пропускания на границе метаматериал – подложка;

$t_{20} = \frac{2}{\eta_2 + 1}$ – коэффициент пропускания на границе подложка – воздух.

Можно не учитывать вклад волны, отраженной от границы подложка–воздух. Для этого возможны три причины:

1) импеданс подложки равен импедансу воздуха, т.е. $\eta_2 = 1$ или $r_{20} = 0$;

2) в подложке происходит затухание волн, и если она достаточно толстая, то $L_2 \gg L_1$, и тогда

$$e^{-2ik_2(L_2-L_1)} = e^{-2i(k'_2 + ik''_2)(L_2-L_1)} = e^{-2ik'_2(L_2-L_1)} \cdot e^{-2k''_2(L_2-L_1)} \rightarrow 0;$$

3) если измерения проводятся в импульсном режиме и подложка достаточно толстая, то имеется сильное запаздывание второго импульса относительно основного импульса, отраженного от метаматериала и первой границы подложки. Тогда этот дополнительный отраженный импульс в эксперименте можно легко отделить от основного.

Во всех трех случаях из выражения (4.59) получаем формулу

$$R = \frac{E_0^r}{E_0^i} = \frac{r_{01} + r_{12}e^{-2ik_1L_1}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-2ik_1L_1}}, \quad (4.60)$$

где R – амплитудный коэффициент отражения от всей структуры на подложке. Можно преобразовать (4.60), если ввести показатель преломления и коэффициент поглощения метаматериала:

$$R = \frac{E_0^r}{E_0^i} = \frac{r_{01} + r_{12}e^{(-2i\frac{\omega}{c}n'_1 - a)L_1}}{1 + r_{01}r_{12}e^{(-2i\frac{\omega}{c}n'_1 - a)L_1}}, \quad (4.61)$$

здесь n'_1 – показатель преломления метаматериала, $2k''_1 = a$ – коэффициент поглощения метаматериала, k''_1 – мнимая часть волнового числа для метаматериала.

Аналогично введём обозначение $\frac{E_0^r}{E_0^i} = T$ для амплитудного коэффициента пропускания всей структуры на подложке. Решая систему уравнений (4.53)–(4.58), определим его явное выражение:

$$T = \frac{t_{01}t_{12}t_{20}e^{i\frac{\omega}{c}L_2 - ik_1L_1 - ik_2(L_2-L_1)}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-2ik_1L_1} + r_{20}e^{-2ik_2(L_2-L_1)}(r_{12} + r_{01}e^{-2ik_1L_1})}. \quad (4.62)$$

Метаматериал характеризуется низким коэффициентом отражения, так как при некоторой частоте ω_0 волновой импеданс метаматериала равен волновому импедансу свободного пространства, и $r_{01}=0$. Тогда $t_{01}=1$ и в этом случае формулу (4.62) можно упростить:

$$T(\omega_0) = \frac{t_{12}t_{20}e^{\frac{i\omega}{c}L_2 - ik_1L_1 - ik_2(L_2 - L_1)}}{1 + r_{12}r_{20}e^{-2ik_2(L_2 - L_1)}}. \quad (4.63)$$

Подложка является прозрачной в рассматриваемом диапазоне терагерцовых частот, тогда $k_2 = k_2^*$ – действительное число. Величины t_{20} и t_{12} тоже действительные, так как на частоте равной ω_0 импеданс $\eta_1 = 1$.

Теперь находим коэффициент прохождения на частоте ω_0 , вычисляемый для мощности волны:

$$|T(\omega_0)|^2 = \frac{t_{12}^2 t_{20}^2 e^{-2\frac{\omega_0}{c}\varepsilon_1''L_1}}{1 + 2r_{12}r_{20}\cos(2k_2(L_2 - L_1)) + r_{12}^2 r_{20}^2}. \quad (4.64)$$

На частоте ω_0 выполняется равенство $\varepsilon_1 = \mu_1$, то есть метаматериал имеет одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства. Поэтому

$$k_1 = \frac{\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1} = \frac{\omega_0}{c}\varepsilon_1 \quad \text{и} \quad k_1'' = \frac{\omega_0}{c}\varepsilon_1''. \quad (4.65)$$

Анализируя формулу (4.65), видим, что волновое число для рассматриваемого здесь метаматериала прямо пропорционально первой степени диэлектрической проницаемости, а не $\varepsilon^{1/2}$, как это имеет место в электродинамике обычных диэлектрических сред. Следовательно, исследуемый метаматериал при условии $\varepsilon_1' > 1$ имеет больший показатель преломления, чем обычный диэлектрик. В то же время при условии $\varepsilon_1'' < 1$ коэффициент поглощения такого метаматериала меньше, чем у обычного поглощающего диэлектрика.

Если рассматривать метаматериал без подложки, то $r_{12} = 0$, $r_{20} = 0$ и

$$|T_0(\omega_0)|^2 = e^{-2k_1''L_1} = e^{-2\frac{\omega_0}{c}\varepsilon_1''L_1}. \quad (4.66)$$

Данная формула была ранее получена в статье [47–А].

Используя формулу (4.64) и измеряя $T(\omega_0)$, можно рассчитать мнимую часть диэлектрической проницаемости метаматериала $\varepsilon_1''(\omega_0)$, если известны параметры подложки, т.к. на этой частоте импеданс метаматериала равен 1. Так как на частоте ω_0 метаматериал согласован со свободным пространством, то

$$\eta_1 = 1 \quad r_{12} = \frac{\eta_2 - 1}{\eta_2 + 1} \quad r_{20} = \frac{1 - \eta_2}{1 + \eta_2}.$$

Значит, для частоты ω_0 $r_{12} = -r_{20}$ и теперь получаем

$$|T(\omega_0)|^2 = \frac{(1-r_{20}^2)^2 e^{-2\frac{\omega_0}{c}\varepsilon_1^* L_1}}{1-r_{20}^2 2\cos(2k_2(L_2-L_1))+r_{20}^4}. \quad (4.67)$$

Этот коэффициент меньше, чем при прохождении волн только через подложку, за счет экспоненциального множителя в числителе, который учитывает поглощение волн в метаматериале.

Рассмотрим формулу (4.60), применимую в импульсном режиме, на частоте ω_0 . Тогда $r_{01}=0$, $r_{12} = -r_{20}$ и можно найти коэффициент отражения, вычисляемый для мощности волны,

$$|R(\omega_0)|^2 = r_{20}^2 e^{-4\frac{\omega_0}{c}\varepsilon_1^* L_1}, \text{ так как } k_1 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} = \frac{\omega_0}{c} \varepsilon_1. \quad (4.68)$$

Этот коэффициент меньше, чем при отражении волн только от подложки, так как имеет место поглощение волн в метаматериале.

Из эксперимента, проведенного для подложки в отдельности, были получены её коэффициенты отражения и прохождения для терагерцовых волн. Эти коэффициенты можно также вычислить при решении граничной задачи, полагая $L_1=0$:

$$|R_s|^2 = r_{20}^2; \quad |T_s|^2 = \frac{(1-r_{20}^2)^2}{1-r_{20}^2 2\cos(2k_2 L_s)+r_{20}^4} - \text{только для подложки}. \quad (4.69)$$

Здесь $L_2 - L_1 = L_s$ – толщина подложки.

Для сравнения результатов расчётов и эксперимента можно ввести нормированные коэффициенты отражения и прохождения волн

$$R_n(\omega) = |R(\omega)|/|R_s(\omega)| \text{ и } T_n(\omega) = |T(\omega)|/|T_s(\omega)| \quad (4.70)$$

путём деления на амплитудные коэффициенты отражения и прохождения волн для подложки в отдельности. Тогда для резонансной частоты при условии отсутствия отражения волн на границе воздух – метаматериал можно получить простое соотношение

$$R_n(\omega_0) = T_n^2(\omega_0). \quad (4.71)$$

Формула (4.71) является следствием того обстоятельства, что волны отражаются только на границе метаматериал – подложка. Поэтому отражённая волна в импульсном режиме проходит поглощающий слой со спиралями дважды, а пропущенная волна – только один раз.

4.3.2 Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования

Образцы метаматериалов на основе спиралей, рассчитанные для исследований были изготовлены методом точного 3D наноструктурирования [13-15] и экспериментально исследованы в терагерцовом диапазоне в Институте физики полупроводников СО РАН. СЭМ-изображение массива сформированных $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ одновитковых спиралей представлено на рисунке 4.19. Пары спиралей располагаются горизонтально и вертикально в плоскости образца.

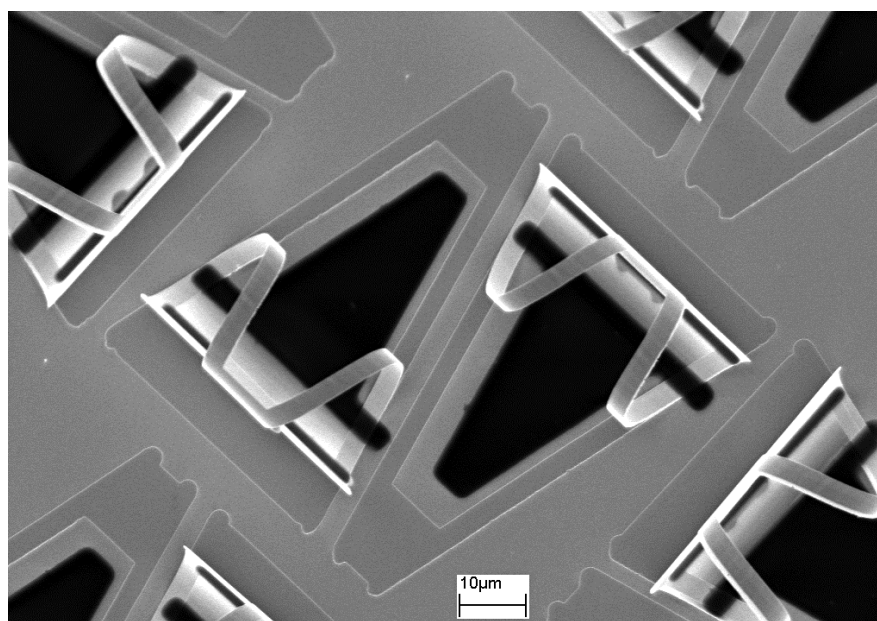
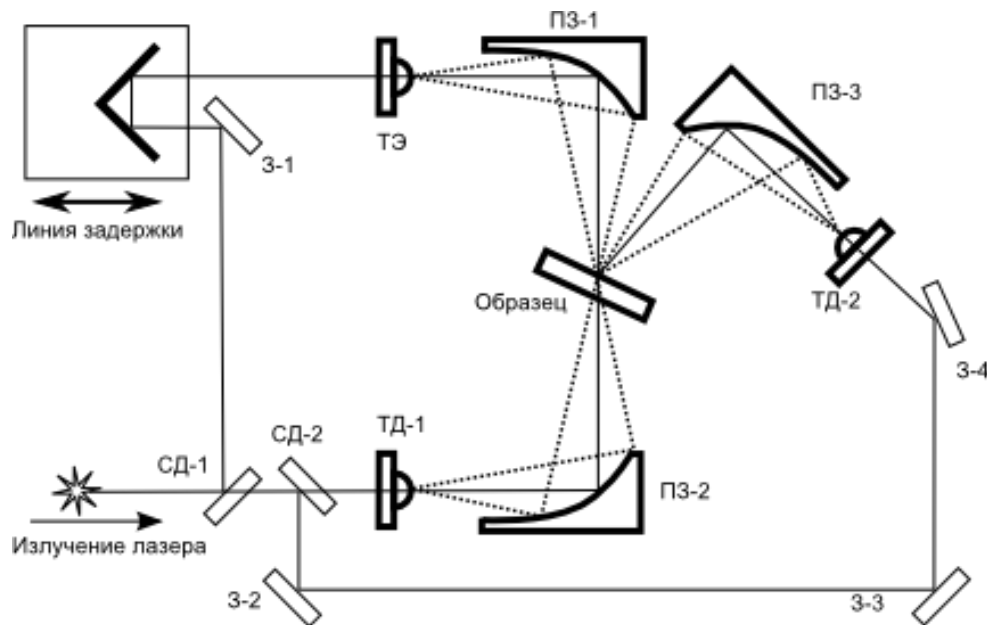


Рисунок 4.19. – СЭМ изображение метаматериала, состоящего из сформированных из пленки $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ одновитковых спиралей

Параметры полосы в развернутом состоянии следующие: длина – 77 мкм, ширина – 3 мкм. Полоски сделаны из пленки $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ (16/40/4/40нм). Угол подъема спирали – $13,5^\circ$, радиус – 12,4 мкм. Концентрация спиралей в массиве – $2,3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$. Используемый угол подъема спирали, равный $13,5^\circ$, является оптимальным для равенства электрической и магнитной поляризуемостей спирали, как показано в [21–А, 26–А].

Для проведения экспериментальных исследований в терагерцовом диапазоне был разработан и практически реализован лазерно-оптический стенд, в котором использован фемтосекундный лазер на основе $\text{KYW}:\text{Yb}$, генерирующий импульсы излучения с длиной волны излучения 1030 нм и длительностью импульса $\tau \sim 100$ фс. Оптическая схема стенда изображена на рисунке 4.20. Экспериментальные исследования спектров пропускания

и отражения образцов метаматериалов, изготовленных в Институте физики полупроводников СО РАН, выполнялись также в Институте физики НАН Беларуси; при этом измерение сигналов производилось в соответствии с методом регистрации временных профилей импульсов терагерцового излучения (time-domain spectroscopy, TDS).



СД-1, СД-2 – светоделители; 3-1 – 3-4 – зеркала;
 ПЗ-1 – ПЗ-3 – параболические зеркала; ТЭ – эмиттер терагерцового
 излучения; ТД-1, ТД-2 – детекторы терагерцового излучения
**Рисунок 4.20. – Оптическая схема стенда для исследования спектров
 пропускания и спектров отражения образцов метаматериалов
 в терагерцовом диапазоне**

Фотопроводящие антенны эмиттера и детекторов ТГц излучения возбуждались импульсами лазерного излучения со средней мощностью ~ 15 мВт. Для обеспечения оптимальных значений мощностей возбуждения использовались attenuator (на рисунке не показан) и соответствующие светоделители, разработанные для использования с лазерными импульсами фемтосекундных длительностей. С целью минимизации фазовых искажений излучения фемтосекундных длительностей вследствие дисперсии групповых скоростей при отражении применялись металлические зеркала 3-1 – 3-4, а также трехзеркальный уголкового отражателя с покрытием из золота для линии задержки. На рисунках 4.21, 4.22 представлены результаты моделирования и сравнение с экспериментом нормированных коэффициентов отражения и прохождения.

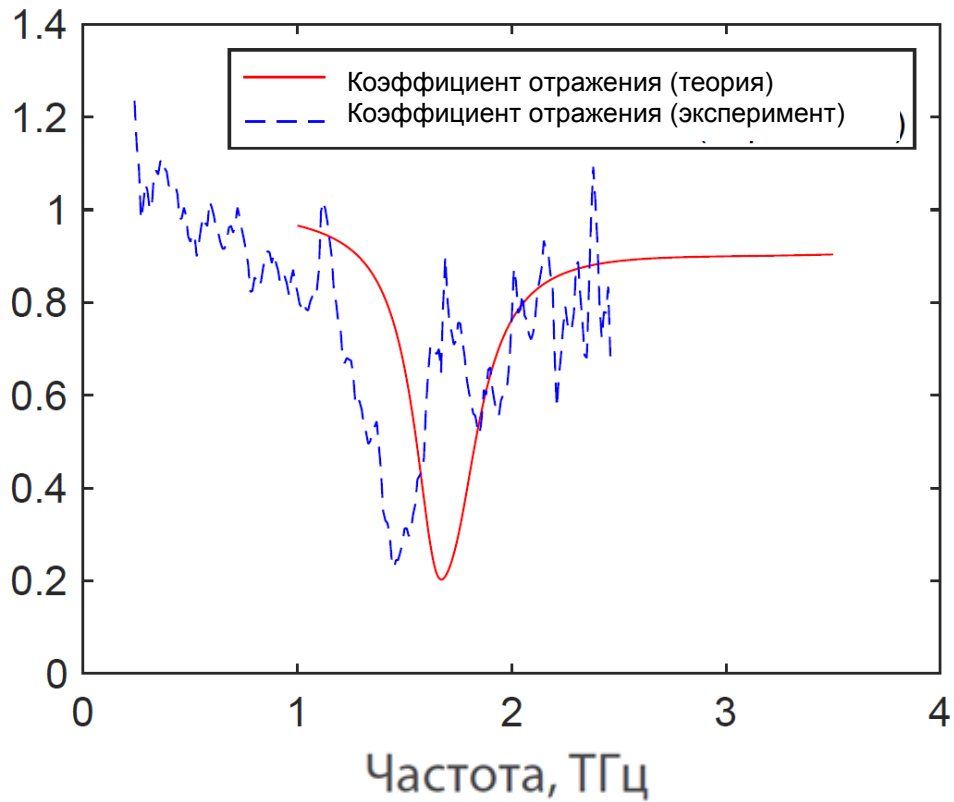


Рисунок 4.21. – Зависимость коэффициента отражения волн от структуры метаматериал-подложка от частоты падающего излучения

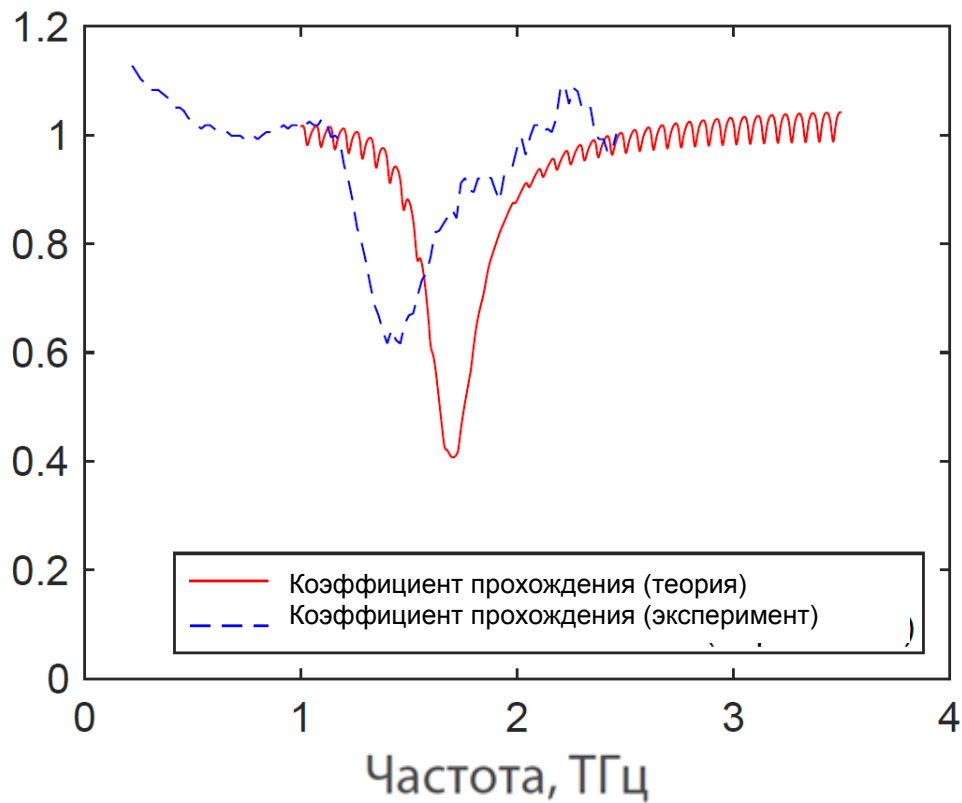


Рисунок 4.22. – Зависимость коэффициента прохождения волн через структуру метаматериал-подложка от частоты падающего излучения

Параметры структуры для численного моделирования выбраны соответствующими параметрам экспериментальных образцов: $L = 77 \cdot 10^{-6}$ м, $\alpha = 13,5^\circ$, $\omega_0 = 12,6 \cdot 10^{12}$ рад/с, $\rho = 2,42 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $N_h = 2,3 \cdot 10^{13}$ м⁻³.

На рисунке 4.23 представлены результаты моделирования абсолютного коэффициента поглощения образца, в предположении, что подложка не поглощает.

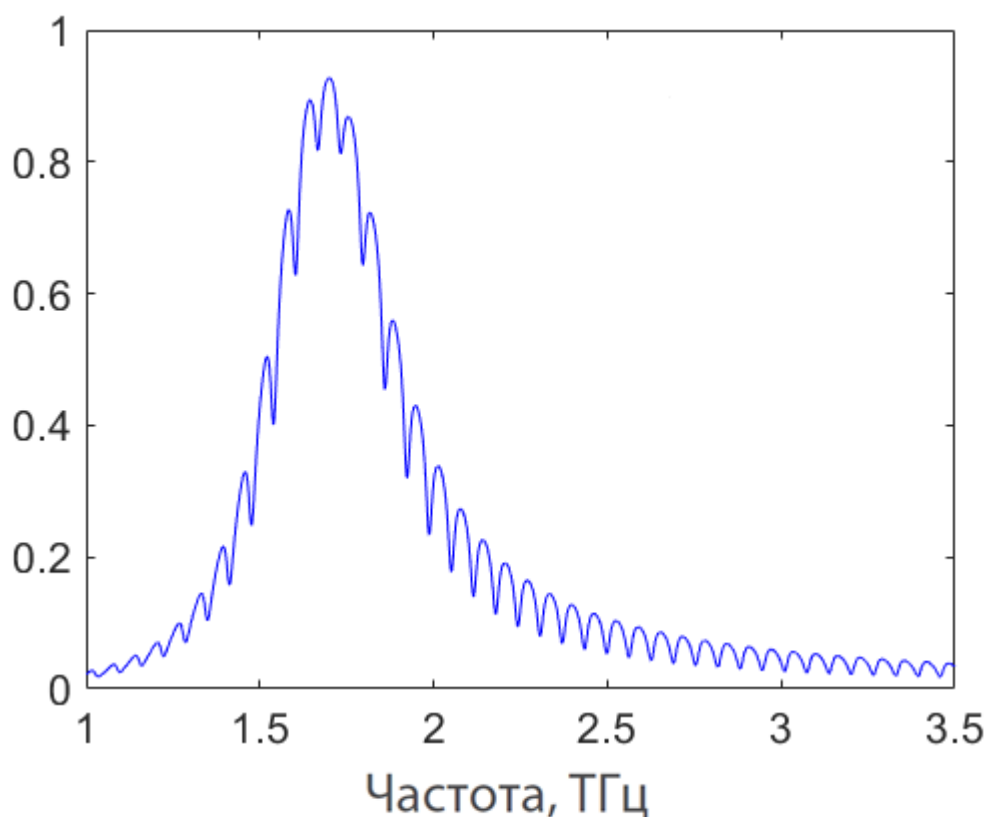


Рисунок 4.23. – Зависимость коэффициента поглощения волн для структуры метаматериал-подложка от частоты падающего излучения

Нормировка проводилась на пустую подложку, поэтому измеренные нормированные коэффициенты прохождения и отражения иногда превышают единицу. Кривая на рисунке 4.22 показывает осцилляции обусловленные Фабри-Перо резонансами, которые возникают внутри пластины за счёт её конечной толщины. Осцилляций нет на рисунке 4.21, потому что в данном случае не учитывалось отражение от второй границы подложки.

В результате сравнения экспериментальных графиков и результатов моделирования (рисунки 4.21, 4.22) можно сделать вывод, что предложенная модель удовлетворительно описывает свойства искусственной структуры метаматериал-подложка. Частотная зависимость коэффициентов

прохождения и отражения, рассчитанная на основании предложенной модели, согласуется с экспериментальными данными.

Выводы по результатам главы 4

В настоящей главе проведены аналитические расчеты, в соответствии с которыми были созданы экспериментальные образцы кирального метаматериала, а также метаматериала с компенсированной киральностью. На примере образцов проведено численное моделирование их электромагнитных свойств, а также сравнение с экспериментальными результатами взаимодействия метаматериала с электромагнитным излучением в дальнем ИК диапазоне.

Показано, что оптимальные спирали могут найти в дальнейшем широкое применение, например, для создания безотражательных покрытий, а также метаматериалов с отрицательным преломлением электромагнитных волн [85–А, 88–А, 103–А].

Показано также, что предложенная модель удовлетворительно описывает свойства метаматериала с большой киральностью. Максимальные значения угла поворота плоскости поляризации волны и циркулярного дихроизма, рассчитанные на основании предложенной модели, соответствуют наблюдаемым в эксперименте. Частотная зависимость рассчитанных величин, характеризующих киральные свойства среды, вблизи резонанса качественно согласуется с экспериментальными данными [98–А, 99–А].

Создан образец слабоотражающего метаматериала с компенсированной киральностью на основе парных гладких спиралей с оптимальными параметрами. Показано, что полученный метаматериал на основе массива парных спиралей проявляет одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства, которые обусловлены оптимальной формой спиралей. В то же время киральные свойства искусственной структуры являются скомпенсированными, поскольку используются парные оптимальные спирали с правым и левым направлением закручивания. В результате созданный метаматериал обладает в терагерцовом диапазоне волновым импедансом, близким к импедансу свободного пространства.

Решена граничная задача и проведены расчеты для определения коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны в зависимости от параметров образца. Решение граничной задачи подтверждает, что вблизи ранее определенной резонансной частоты образец проявляет слабые отражательные свойства.

Показано, что на основе полученных результатов возможна разработка и создание метаматериалов, состоящих из оптимальных спиральных элементов и предназначенных для применения в дальнем ИК диапазоне. Возможно также создание слабо отражающих поглощающих покрытий и новых метаматериалов с отрицательным показателем преломления, для реализации плоской «линзы», функционирующей в дальнем ИК диапазоне [85–А, 102–А, 110–А].

Также аналитически решена граничная задача для двухслойной поглощающей структуры в воздухе, проведено численное моделирование свойств структуры метаматериал-подложка, а также выполнено сравнение с экспериментально полученными коэффициентами отражения и прохождения электромагнитного излучения в ТГц диапазоне.

Показано, что вблизи ранее определенной резонансной частоты образец проявляет слабые отражательные свойства. В то же время имеет место существенное поглощение волн вблизи резонансной частоты, хотя подложка является прозрачной в рассматриваемом диапазоне частот. Такие поглощательные свойства метаматериала являются следствием резонансного возбуждения токов в проводящих спиральных, содержащих слой золота.

ГЛАВА 5

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ПРИРОДНЫХ СПИРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

5.1 Поляризационная селективность электромагнитного излучения молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты

Изучение киральных сред продолжается уже много лет, но если ранее изучение оптической активности киральных сред производилось в основном применительно к природным кристаллам и искусственным композитным материалам [240–255], то в последние два десятилетия заметно усилился интерес учёных к исследованию воздействия электромагнитных волн на объекты биологического происхождения.

Физические особенности поглощения электромагнитных волн тканями живых организмов изучены недостаточно, но не вызывает сомнений то, что электромагнитное поле – это именно тот инструмент, которым можно непосредственно воздействовать на каждую клетку и таким образом влиять на протекающие в ней сложные процессы.

Особый интерес представляет взаимодействие электромагнитного поля с содержащимися в хромосомах молекулами дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК). Большинство исследователей считают ДНК чувствительным детектором внешних электромагнитных полей.

В данном разделе приведены результаты, полученные в процессе исследования проблемы взаимодействия электромагнитного поля с биологическими структурами, имеющими спиральную форму, такими как ДНК, белки и др. В диссертации на основе классической теории дипольного излучения предложена модель, описывающая механизм излучения электромагнитных волн произвольным участком двойной правовинтовой спирали ДНК. В настоящем разделе особое внимание уделено поляризационной селективности излучаемых электромагнитных волн.

В отличие от традиционного подхода, используемого при рассмотрении спиральных излучателей, не ставится задача определения электрического тока в спирали в явном виде. Электромагнитное поле, создаваемое спиралью, рассматривается как результат излучения электрических дипольных моментов и магнитных моментов, возникающих в половине каждого витка спирали. Показано, что эти моменты создаются неотрывно друг от друга и связаны между собой универсальным соотношением. Найденное соотношение между электрическим дипольным моментом и магнитным моментом выполняется при любых микротоках,

существующих в ДНК, то есть при любой последовательности нуклеотидов (азотистых оснований). Следовательно, поляризационная селективность также является универсальным свойством излучаемой волны.

Особый интерес представляет случай, когда электрический дипольный момент и магнитный момент дают равные по абсолютной величине вклады в излучаемую волну. В этом случае электромагнитная волна, излучаемая ДНК, является поляризованной по кругу.

Рассматривается главный резонанс периодической спиральной структуры, когда длина излучаемой волны приблизительно равна длине витка спирали. Показано, что в условиях резонанса все многообразие спиральных структур с их различными геометрическими размерами можно характеризовать только одним параметром. Таким параметром, достаточным для описания спиральных структур, является угол подъема спирали относительно плоскости, ортогональной оси спирали.

В диссертации вычислен угол подъема спирали, необходимый для излучения ею поляризованной по кругу электромагнитной волны. Произведено сравнение рассчитанного угла подъема спирали с известными экспериментально установленными характеристиками ДНК. Относительное различие значений угла подъема спирали ДНК, найденного указанными способами, составило (2,1 – 13,9) %, что можно признать хорошим соответствием теории и эксперимента.

Рассмотрен некоторый активированный участок ДНК, длина которого превышает длину половины витка спирали. Определено электромагнитное поле, создаваемое таким участком ДНК в окружающем пространстве, с учетом запаздывания электромагнитных волн, излучаемых различными полувитками спирали. Установлено, что в условиях главного резонанса поляризация суммарной электромагнитной волны очень близка к круговой. Показано, что это свойство имеет место при любой длине активированного участка ДНК. При этом вектор напряженности электрического поля излучаемой волны образует в пространстве левый винт.

Можно предположить, что рассмотренный эффект поляризационной селективности электромагнитного поля ДНК имеет важное значение для генетического сохранения различий между правовинтовыми и левовинтовыми формами объектов живой природы.

Круговая волна с правовинтовой поляризацией не излучается ДНК в условиях резонанса. В соответствии с принципом обратимости, такая волна не может индуцировать электрических и магнитных моментов в ДНК, то есть не может оказывать воздействия на ДНК. Следовательно, актуализируется вопрос о необходимости более широкого применения право-поляризованных

круговых электромагнитных волн в радиотехнике, электронике, оптике и нанотехнологиях в целях охраны здоровья человека. Кроме того, электромагнитные волны с круговой поляризацией могут быть использованы в биологии, химии и медицине для активизации процессов с участием молекул и молекулярных соединений со спиральной структурой.

5.1.1 Молекула дезоксирибонуклеиновой кислоты как периодическая структура

ДНК – макроскопическая периодическая структура: она состоит из очень большого количества молекул значительно меньшего размера – нуклеотидов. Электромагнитное возбуждение, возникающее в ДНК под действием внешних полей либо вследствие внутренних причин, можно характеризовать силой электрического тока. Этот ток является не током проводимости, а молекулярным током, то есть обусловлен смещением электронов относительно положения равновесия. По причине периодичности ДНК электрический ток также является периодической функцией координаты и может быть представлен в виде ряда Фурье:

$$I(l) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin\left(n \frac{2\pi}{P} l\right), \quad (5.1)$$

где P – длина одного целого витка ДНК, n – целое число, l – координата, отсчитываемая вдоль спирали.

Граничным условием для тока является его обращение в нуль на концах активированного участка спирали. Отметим, что отдельные нуклеотиды в составе ДНК характеризуются различными поляризуемостями и могут проявлять собственные селективные частотные свойства. В то же время электрический ток, возникающий в макромолекуле ДНК, рассматриваемой в целом, должен удовлетворять соотношению (5.1) в силу периодичности ДНК.

Спиралевидный ток является причиной одновременного возникновения в молекуле электрического дипольного $\vec{p}$ и магнитного $\vec{m}$ моментов, связанных между собой. Первый характеризует смещение электронов на исследуемом участке молекулы и пропорционален напряженности электрического поля и скорости изменения напряженности магнитного поля. Второй определяется характером микротоков и пропорционален напряженности магнитного поля и скорости изменения напряженности электрического поля.

Взаимодействие ДНК с электромагнитным полем происходит наиболее конструктивно при условии главного резонанса. В разложении Фурье (5.1)

целое число n характеризует порядковый номер гармоники, или собственной моды колебаний. Главный резонанс имеет место при $n=1$, если длина волны электромагнитного излучения приблизительно равна длине витка P спирали ДНК:

$$\lambda_{рез} = P. \quad (5.2)$$

Далее мы покажем, что в молекуле ДНК при выполнении условия главного резонанса (5.2) одновременно индуцируется электрический дипольный момент и не менее значимый магнитный момент. Эти моменты обуславливают равные по абсолютной величине вклады в электромагнитное поле, излучаемое молекулой. Следствием этого обстоятельства является поляризационная селективность взаимодействия молекулы ДНК с электромагнитным излучением.

В экспериментальных исследованиях [143,256] установлено, что молекула ДНК является двойной правой спиралью (рисунок 5.1) с радиусом $r = 1,0 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ и шагом $h = 3,4 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ (в соответствии с [257] $r = 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ и $h = 3,3 \cdot 10^{-9} \text{ м}$).

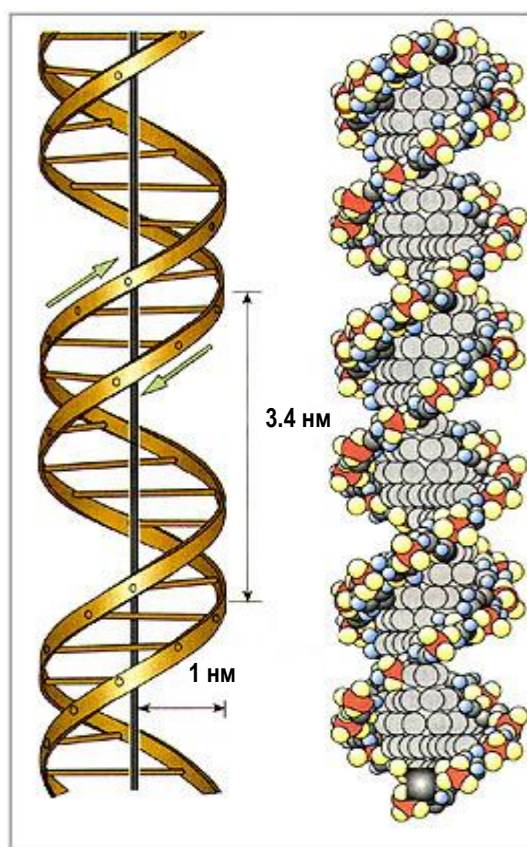


Рисунок 5.1. – Фрагмент молекулы ДНК

С учётом этих сведений нетрудно вычислить длину одного полного витка спирали по формуле

$$P = \sqrt{(2\pi r)^2 + h^2}. \quad (5.3)$$

После вычислений видим, что значения P заключены в интервале $(7.14 \div 8.17)$ нм, и, следовательно, $\lambda_{рез}$ соответствует рентгеновскому диапазону электромагнитных волн.

Если известны шаг и радиус спирали, то исходя из геометрических соображений, можно вычислить угол подъема спирали (угол между касательной к спирали и плоскостью, перпендикулярной оси спирали):

$$\alpha_{эсп} = \text{arcctg}(qr), \quad (5.4)$$

где $|q| = 2\pi/h$ – удельное кручение спирали;

$q > 0$ для правой спирали;

$q < 0$ для левой спирали.

Для ДНК экспериментально найденные значения угла подъема $\alpha_{эсп}$ варьируются в интервале $(24,00 \div 28,43)^\circ$.

В условиях главного резонанса длина волны электромагнитного поля приблизительно равна длине витка спирали ДНК. Это означает, что электрический ток в любом полувитке ДНК имеет противоположное направление относительно тока в соседних полувитках. Соответственно изменяют направление электрический дипольный момент и магнитный момент при переходе к соседнему полувитку. Следовательно, основное значение имеют моменты, возникающие в половине витка спирали.

Проекции этих моментов на ось спирали играют главную роль при излучении электромагнитного поля в направлении, ортогональном оси спирали. Ранее было показано, что проекции моментов на ось произвольной спирали связаны между собой универсальным соотношением, которое выполняется при произвольном электрическом токе в спирали (см. главу 3, выражение (3.7)). Полученное универсальное соотношение (3.7) остается справедливым при любой последовательности азотистых оснований в ДНК.

В предыдущих разделах рассмотрен некоторый спиральный осциллятор с произвольным распределением электрического тока и получено условие, при котором спираль излучает поляризованную по кругу электромагнитную волну в направлении, ортогональном оси спирали (см. главу 3, выражение (3.15)).

При этом вектор излучаемого поля имеет противоположное направление вращения в пространстве относительно излучающей спирали. Излучение круговой волны с другим знаком поляризации не происходит ни при какой поляризации падающей волны, возбуждающей ток в спирали.

Было установлено, что такой эффект поляризационной селективности может иметь место только при строго определенном угле подъема спирали.

Значение этого оптимального угла подъема спирали существенно зависит от вида резонанса, реализуемого в спирали. Были определены оптимальные углы подъема для спиральных излучателей, содержащих небольшое количество витков, при условии резонанса

$$\frac{\lambda}{2} = L, \quad (5.5)$$

где L – полная длина спирали, определяемая в соответствии с выражением

$$L = N_g P, \quad (5.6)$$

в котором N_g – количество витков в спирали, P – длина одного витка. Однако для ДНК, состоящей из очень большого количества витков, условие главного резонанса имеет вид (5.2). Поэтому для определения оптимального угла подъёма спирали следует использовать тригонометрическое уравнение

$$\sin^2 \alpha + 2 \sin \alpha - 1 = 0. \quad (5.7)$$

Выбираем положительный корень квадратного уравнения (5.7):

$$\alpha_{теор} = 24.5^\circ. \quad (5.8)$$

При полученном угле подъема спирали $\alpha_{теор}$ имеет место одновременное выполнение условий (5.2) и (3.15). В то же время соотношение (3.7) является универсальным и справедливо для спирали с произвольным углом подъема.

Мы сравнили теоретически рассчитанный оптимальный угол подъема спирали с углом подъема двойной спирали ДНК, известным из экспериментальных данных [143, 257]. Относительное отклонение теоретически рассчитанного угла подъема от угла, наблюдаемого в экспериментах, составляет 2,1% – 13,9%.

В дипольном приближении напряжённость электрического поля излучаемой волны имеет вид [258]:

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi R} \left(\left[\ddot{\vec{p}} \left(t - \frac{R}{c} \right) \vec{n} \right] \vec{n} + \frac{1}{c} \left[\ddot{\vec{m}} \left(t - \frac{R}{c} \right) \right] \right), \quad (5.9)$$

где $\vec{R}$ – радиус-вектор, проведённый от рассматриваемого полувитка спирали в точку наблюдения;

$\vec{n}$ – единичный вектор, совпадающий по направлению с $\vec{R}$;

μ_0 – магнитная постоянная;

точки над символами векторов означают операцию двукратного дифференцирования по времени. В соотношении (5.9) производные электрического дипольного момента и магнитного момента вычисляются в предшествующий момент времени с учетом запаздывания волн, приходящих от источника в точку наблюдения.

Направим вектор $\vec{n}$ вдоль оси OY (перпендикулярно оси спирали OX), тогда из (5.9) получим

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{\mu_o \omega^2}{4\pi R} \left(p_x \vec{x}_o + \frac{1}{c} m_x \vec{z}_o \right), \quad (5.10)$$

где $\vec{x}_o$ и $\vec{z}_o$ – единичные векторы, направленные соответственно вдоль осей OX и OZ .

Проекции электрического дипольного момента и магнитного момента на ось OX , так же, как и сила тока, гармонически изменяются с течением времени с циклической частотой ω . При гармоническом изменении моментов

$$\ddot{m}_x = -\omega^2 m_x, \quad (5.11)$$

$$\ddot{p}_x = -\omega^2 p_x. \quad (5.12)$$

Основное значение имеют компоненты моментов, параллельные оси спирали ДНК, так как $|p_z| \ll |p_x|$, $|m_z| \ll |m_x|$. Выполнение данных неравенств обеспечивается тем, что молекула ДНК является двойной спиралью и обладает симметрией относительно поворота на 180° вокруг оси спирали. Учитывая (3.7) и (3.15), для $q > 0$ находим, что

$$p_x = i \frac{m_x}{c}. \quad (5.13)$$

Тогда из (5.10) следует соотношение

$$E_x = iE_z. \quad (5.14)$$

Таким образом, можно сделать вывод, что в условиях резонанса молекула ДНК излучает левополяризованную круговую электромагнитную волну в направлении, перпендикулярном оси спирали. Такая поляризация излучаемой волны остается неизменной при произвольном распределении электрического тока в ДНК, то есть при любой последовательности азотистых оснований в ДНК.

5.1.2 Активированный участок молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты

Соотношение (5.14), свидетельствующее о круговой поляризации излучаемой волны, получено в результате рассмотрения отдельного полувитка спирали ДНК. Исследуем теперь некоторый активированный участок ДНК, длина которого превышает длину одного полувитка. Рассмотрим электромагнитное поле, излучаемое таким участком ДНК, с учетом запаздывания волн, которые создаются различными полувитками, и определим поляризации результирующей волны.

В условиях резонанса происходит изменение направления электрического тока в каждом полувитке спирали относительно соседних полувитков. Поэтому для проекций моментов на ось x справедливы соотношения

$$p_{xk} = (-1)^k p_{x0}, \quad m_{xk} = (-1)^k m_{x0}, \quad (5.15)$$

где индексом k задан порядковый номер некоторого полувитка (рисунок 5.2); $k = 0$ соответствует центральному полувитку на активированном участке ДНК.

Вектор напряжённости электрического поля, создаваемого переменным электрическим дипольным моментом любого полувитка спирали, ориентирован в плоскости xOz (рисунок 5.2).

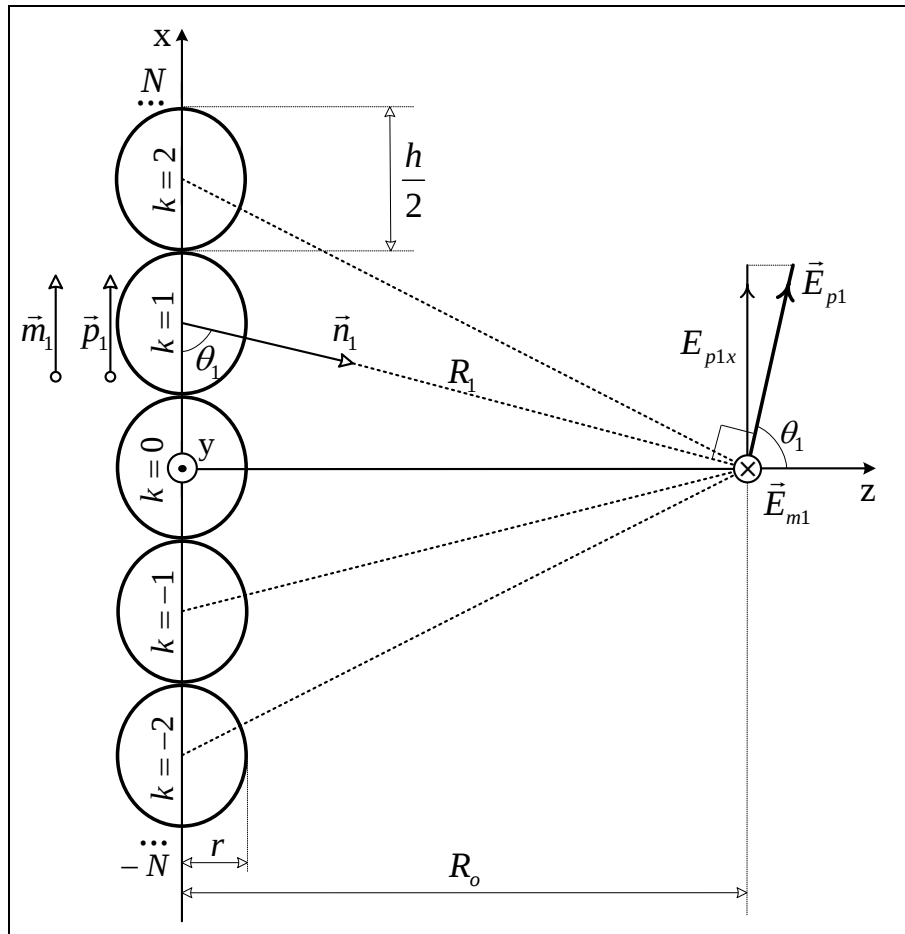


Рисунок 5.2. – К определению результирующей напряжённости электрического поля излучаемой волны в произвольной точке пространства

Гармонические изменяющиеся магнитные моменты всех полувитков создают электрическое поле, вектор напряженности которого имеет только у-составляющую. Учитывая запаздывание электромагнитных волн, излучаемых различными полувитками, на основании (5.9) находим компоненты результирующего поля:

$$E_x = \frac{\mu_0}{4\pi} R_0^2 \omega^2 p_{x0}^a \exp(-i\omega t) \sum_{k=-N}^N (-1)^k \frac{\exp\left(i\omega \frac{R_k}{c}\right)}{\left(R_0^2 + \left(k \frac{h}{2}\right)^2\right)^{3/2}}, \quad (5.16)$$

$$E_y = \frac{\mu_0}{4\pi} R_0 \omega^2 m_{x0}^a \exp(-i\omega t) \sum_{k=-N}^N (-1)^{k+1} \frac{\exp\left(i\omega \frac{R_k}{c}\right)}{R_0^2 + \left(k \frac{h}{2}\right)^2}, \quad (5.17)$$

где p_{x0}^a и m_{x0}^a – амплитудные значения проекций моментов на ось OX для центрального полувитка;

R_0 – расстояние от оси спирали до произвольной точки пространства;

R_k – расстояние от полувитка с номером k до этой же точки;

индекс k изменяется в пределах от $-N$ до N ; следовательно, рассматриваемый участок ДНК состоит из $2N+1$ полувитков.

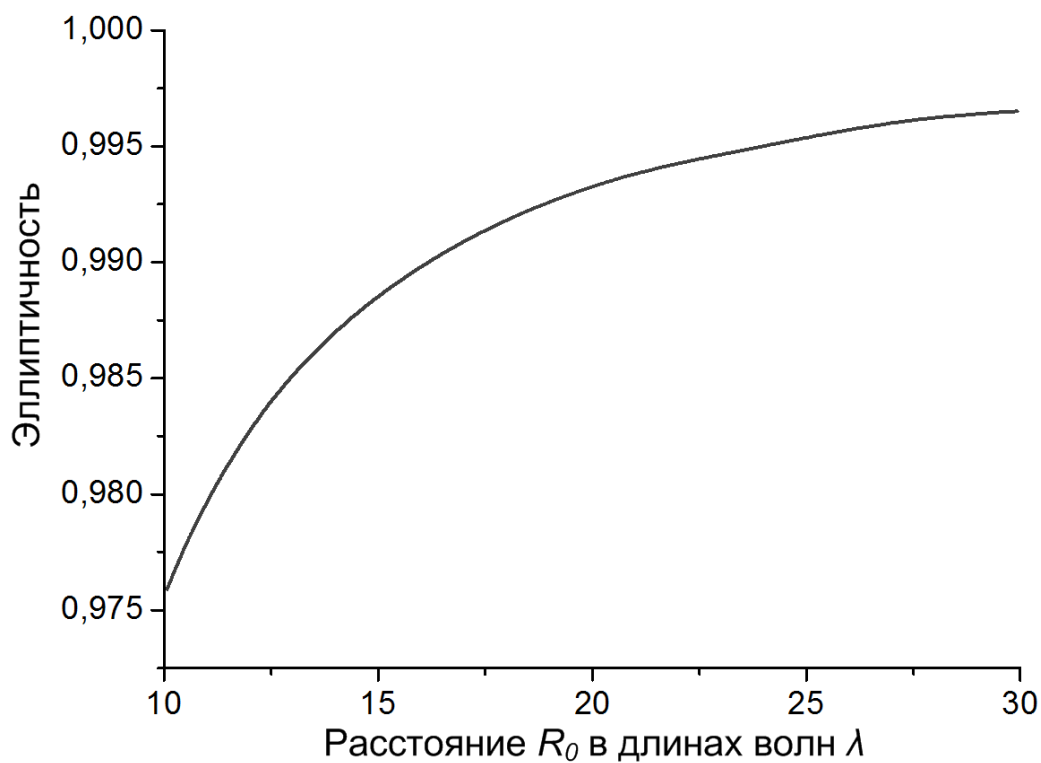
Эллиптичность волны, излучаемой активированным участком ДНК перпендикулярно оси спирали (в направлении оси OZ) можно вычислить следующим образом:

$$\gamma = -i \frac{E_y}{E_x}. \quad (5.18)$$

Используя соотношения (5.13), (5.16)–(5.18), определяем эллиптичность излучаемой волны:

$$\gamma = \frac{1}{R_0} \sum_{k=-N}^N (-1)^k \frac{\exp\left(i\omega \frac{R_k}{c}\right)}{R_0^2 + \left(k \frac{h}{2}\right)^2} \left(\sum_{k=-N}^N (-1)^k \frac{\exp\left(i\omega \frac{R_k}{c}\right)}{\left(R_0^2 + \left(k \frac{h}{2}\right)^2\right)^{3/2}} \right)^{-1}. \quad (5.19)$$

Графики (рисунок 5.3) и (рисунок 5.4) показывают зависимость эллиптичности (5.19) от расстояния между осью спирали ДНК и точкой наблюдения, а также от количества витков на активированном участке ДНК. Численные расчеты подтверждают соотношение (5.14). Эллиптичность очень близка к +1, то есть излучаемая волна имеет круговую поляризацию, и вектор напряженности электрического поля образует в пространстве левый винт.



Количество целых витков в спирали равно 10

Рисунок 5.3. – Зависимость эллиптичности излучаемой волны от расстояния между центром спирали и точкой наблюдения

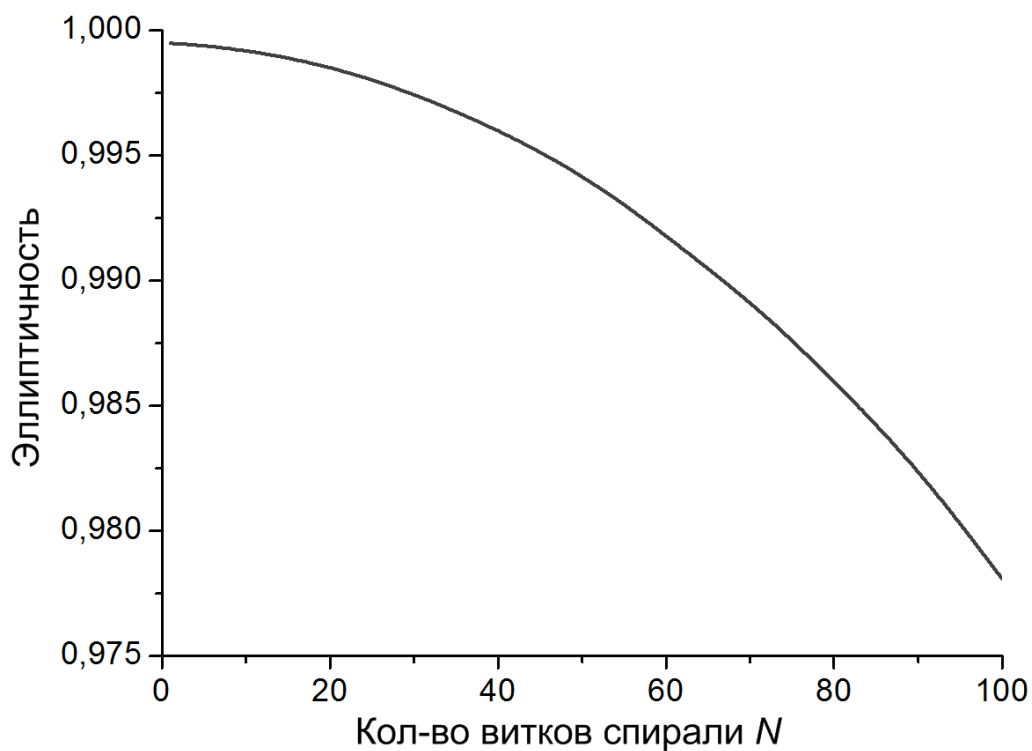


Рисунок 5.4. – Зависимость эллиптичности излучаемой волны от количества целых витков спирали при $R_0 = 100\lambda$

В диссертации теоретически исследовано взаимодействие электромагнитного поля с биологическими спиральными структурами на примере ДНК. На основании классической теории дипольного излучения предложена модель, описывающая механизм излучения электромагнитных волн произвольным участком двойной правовинтовой спирали ДНК. Рассмотрен главный резонанс, когда длина волны электромагнитного излучения близка к периоду спирали ДНК, то есть приблизительно равна $7 \div 8$ нм. По результатам проведенных исследований можно сделать вывод, что в условиях резонанса ДНК излучает левополяризованную круговую электромагнитную волну в направлении, перпендикулярном оси спирали. Такая поляризация излучаемой волны остается неизменной при произвольном распределении электрического тока в ДНК, то есть при любой последовательности азотистых оснований в ДНК.

Этот эффект поляризационной селективности, по-видимому, имеет важное значение при сохранении генетических различий между право- и левовинтовыми формами объектов живой природы.

5.2 Определение оптимальной формы молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты в рамках энергетического подхода

Кроме использованного дипольного приближения теории излучения, существует другой подход к решению проблемы определения оптимальной формы молекулы ДНК – основанный на анализе энергии её излучения. Рассмотрим распространяющуюся вдоль оси OZ циркулярно поляризованную волну, которой соответствуют вектор $\vec{E}$, вращающийся в плоскости XOY , и волновой вектор $\vec{k}$. Ось спирали направлена вдоль оси OX , как показано на рисунке 5.5.

Вычислим электрический дипольный момент и магнитный момент, индуцируемые в каждом полувитке спирали ДНК под действием циркулярно поляризованной электромагнитной волны.

Компоненты напряжённости электрического и магнитного поля волны можно представить соответственно в виде:

$$E_x = E_0 \cos \omega t, \quad H_x = H_0 \sin \omega t, \quad (5.20)$$

где

$$H_0 = \frac{E_0}{c\mu_0}, \quad (5.21)$$

μ_0 – магнитная постоянная;
 c – скорость света в вакууме.

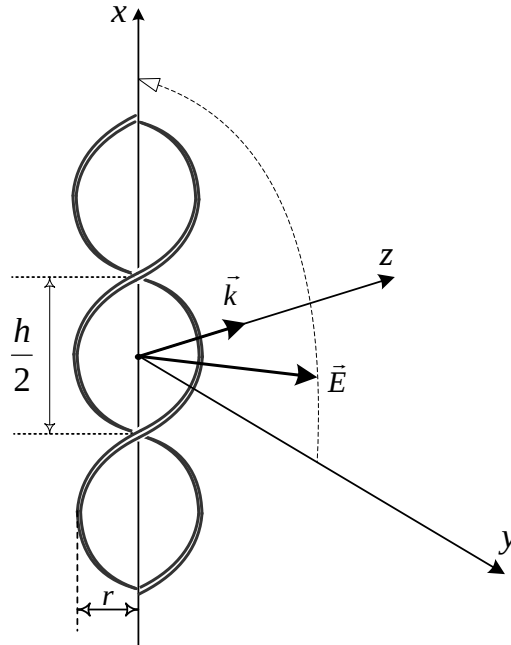


Рисунок 5.5. – Молекула ДНК в поле циркулярно поляризованной электромагнитной волны

Такая волна имеет правую круговую поляризацию, вектор $\vec{E}$ образует в пространстве правый винт. Проекции электрического дипольного и магнитного моментов каждого полувитка на ось спирали определяются в соответствии с формулами

$$p_x = \frac{e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} (2E_0 \cos \omega t - \mu_0 r^2 q \omega H_0 \cos \omega t), \quad (5.22)$$

$$m_x = \frac{e^2 r^2 q}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} \left(\frac{\mu_0 r^2 q \omega^2}{2} H_0 \sin \omega t - \omega E_0 \sin \omega t \right),$$

где ω_0 – резонансная циклическая частота, которая может быть найдена из выражения (5.2):

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{L}. \quad (5.23)$$

Формулы (5.22) получены нами при рассмотрении движения электронов вдоль спиральных траекторий, подобно тому, как это сделано в работе [229]. Энергия спирали в поле электромагнитной волны имеет вид:

$$W = -\vec{p}\vec{E} - \vec{m}\vec{B}, \quad (5.24)$$

где

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \quad (5.25)$$

Принимая во внимание ориентацию векторов относительно используемой системы координат, получим

$$W = -p_x E_x - m_x B_x. \quad (5.26)$$

Электрический ток в каждом полувитке спирали распределен симметрично относительно центра полувитка, следовательно, составляющие p_y и m_y равны нулю. После выполнения процедуры усреднения по времени получим

$$\langle W \rangle_t^R = -\frac{e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)} E_0^2 \frac{4\pi^2}{L^2} \left\{ \frac{1}{q} - \left(\frac{L^2}{4\pi^2} - \frac{1}{q^2} \right) \frac{\pi}{2L} \right\}^2, \quad (5.27)$$

где $L = \sqrt{(2\pi)^2 + \left(\frac{2\pi}{q}\right)^2} = \lambda$ – условие главного частотного резонанса для длинной спирали, подобной ДНК;

верхним индексом R отмечено, что энергия спирали рассчитана в поле правой циркулярной волны.

Условие экстремума $\frac{\partial \langle W \rangle_t^R}{\partial q} = 0$ позволяет нам получить то же самое тригонометрическое уравнение (5.7) для спирали, закрученной под углом α .

Следовательно, дипольное приближение теории излучения и энергетический подход привели нас к одному и тому же результату (уравнение (5.7)). Решая это уравнение, мы получаем угол подъема спирали ДНК $\alpha_{\text{опт}} = 24,5^\circ$. Вычисления показывают, что при оптимальном угле подъема спирали энергия правовинтовой спирали в поле право-циркулярной электромагнитной волны принимает экстремальное значение, одновременно равное нулю.

Чтобы убедиться в поляризационной селективности воздействия излучения на спираль, необходимо вычислить угол подъема спирали, при котором отношение энергии правой спирали в поле правой и левой циркулярных волн принимает экстремальное значение. На рисунке 5.6 представлена зависимость отношения $\langle W \rangle = \frac{\langle W \rangle_t^R}{\langle W \rangle_t^L}$ энергий длинной спирали в поле правой $\langle W \rangle_t^R$ и левой $\langle W \rangle_t^L$ циркулярно поляризованных волн от угла подъема спирали. Положение экстремума функции $\langle W \rangle = f(\alpha)$ соответствует оптимальному углу подъема спирали $\alpha_{\text{опт}} = 24,5^\circ$.

В таблице 5.1 показано положение спирали ДНК в ряду оптимальных спиралей с различным числом витков N_s .

Таблица 5.1. – Значения угла подъема спирали для различного числа витков, при которых возможно излучение спиралью циркулярно поляризованной волны

N_g	$\frac{1}{2}$	1	2	3
α , град	24,50	13,65	7,10	4,75

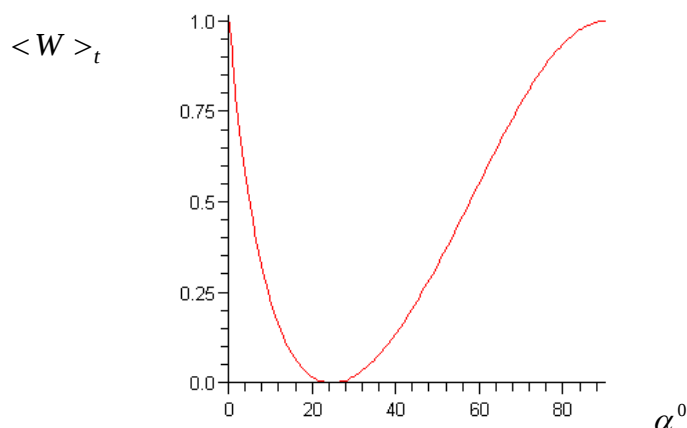


Рисунок 5.6. – Отношение энергий правой спирали в поле правой и левой циркулярно поляризованных волн как функция угла подъёма спирали

В результате применения энергетического подхода получены следующие выводы:

- энергия оптимальной *правой* двойной спирали ДНК в поле *правой* циркулярно поляризованной волны при условиях резонанса принимает экстремальное значение, которое равно нулю. Следовательно, в этом случае взаимодействие спирали и волны отсутствует;

- при оптимальном угле подъёма $\alpha_{\text{опт}} = 24,5^\circ$ двойная спираль ДНК в условиях резонанса в максимальной степени проявляет селективные свойства по отношению к волнам правой и левой циркулярной поляризации.

5.3 Спиральная модель молекул кирального вещества применительно к дезоксирибонуклеиновой кислоте

Рассмотрим ещё один, уже третий способ решения задачи о нахождении оптимального угла подъёма спирали ДНК. Для этого найдём отношение электрических дипольных моментов p_+/p_- , а также магнитных моментов m_+/m_- , возникающих в каждом полувитке спирали ДНК под действием внешней правой (+) и левой (–) циркулярно поляризованной волны.

Электрический дипольный $\vec{p}$ и магнитный $\vec{m}$ моменты, индуцированные в каждом полувитке спирали падающей электромагнитной волной, определяются в соответствии с выражениями

$$\vec{p} = \frac{e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} \left(2 \cos^2 \varphi \cdot \vec{E} - \mu_0 r^2 q \cos^2 \theta \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right), \quad (5.28)$$

$$\vec{m} = \frac{e^2 r^2 q}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} \left(\frac{1}{2} \mu_0 r^2 q \omega^2 \cos^2 \theta \cdot \vec{H} + \cos^2 \varphi \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right), \quad (5.29)$$

где φ , θ – углы между осью спирали и векторами $\vec{E}$ и $\vec{H}$ соответственно.

Напряжённость электрического поля правой (+) и левой (–) волны равна

$$\vec{E}_{\pm} = E_0 \frac{\vec{x}_0 \mp i \vec{y}_0}{\sqrt{2}} \exp(i(kz - \omega t)), \quad (5.30)$$

где $\vec{x}_0$, $\vec{y}_0$ – единичные векторы, направленные вдоль осей OX и OY , $k = \omega/c$ – волновое число для волн, распространяющихся в вакууме.

Связь между векторами $\vec{E}$ и $\vec{H}$ для правой волны и для левой волны в соответствии с принятым правилом знаков имеет вид:

$$\vec{H}_{\pm} = \pm \frac{i}{c \mu_0} \vec{E}_{\pm}. \quad (5.31)$$

Тогда компоненты моментов, направленные вдоль оси спирали OX (в двойной спирали существенны только такие составляющие моментов), определяются по формулам

$$p_{\pm x} = \frac{e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} \left(2 \mp \frac{r^2 q \omega}{c} \right), \quad (5.32)$$

$$m_{\pm x} = \frac{e^2 r^2 q}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} \frac{i \omega}{2} \left(\frac{r^2 q \omega}{c} \mp 2 \right), \quad (5.33)$$

и, следовательно, отношение моментов

$$\frac{p_{+x}}{p_{-x}} = \frac{m_{+x}}{m_{-x}} = \frac{2c - r^2 q \omega}{2c + r^2 q \omega}. \quad (5.34)$$

При длине волны $\lambda = 7,14$ нм это отношение равно нулю. Это значит, что двойная спираль ДНК в условиях главного резонанса (5.2) восприимчива только к циркулярной волне определенного знака поляризации и не восприимчива к волне обратного знака поляризации. Однако это отношение быстро стремится к единице при отклонении частоты (или длины волны) от

резонансной. Так, для частоты $\nu = 1800$ МГц, соответствующей распространенному стандарту мобильной телефонной связи GSM, отношение моментов (5.34) равно 0,999. Это означает, что никакого различия между правыми и левыми циркулярно поляризованными радиоволнами, при их воздействии на ДНК, не должно наблюдаться, однако для частот аппаратов мягкого рентгеновского диапазона, а также дальнего ультрафиолета различие в воздействии волн различной круговой поляризации будет существенно для молекул ДНК. Это отличие становится еще более существенным, если мы будем рассматривать тепловое действие, оказываемое циркулярно поляризованными волнами на молекулу ДНК. В этом случае необходимо рассматривать квадрат отношения (5.34) и тогда длины волн, при которых $\left(\frac{p_{+x}}{p_{-x}}\right)^2$ менее 0,5, находятся в интервале $\lambda \approx 1 \div 35$ нм. Естественных источников излучения данного диапазона на Земле не известно; однако к ним близки по спектру излучения источники, довольно широко применяемые в технике, например, в рентгеновских сканерах и медицинских аппаратах, лазерных рентгеновских микроскопах, лампах ультрафиолетового излучения и др.

Следовательно, в целях щадящего воздействия на молекулы ДНК в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне необходимо использовать в технических устройствах правоциркулярно поляризованные волны.

Эффект поляризационной селективности воздействия электромагнитного поля является одним из определяющих для спиральных объектов и напрямую связан с нарушением зеркальной симметрии в природных структурах и явлениях. Это может быть важно при генетическом сохранении различий между правовинтовыми и левовинтовыми формами объектов живой природы.

Теоретически рассчитанный угол подъема спирали, необходимый для излучения волн циркулярной поляризации, приблизительно совпадает с углом подъема спирали ДНК, известным из экспериментальных данных. Этот факт, а также сдвоенность спиралей в ДНК говорят о некоей исключительности молекулы ДНК в плане селективности поляризации излучаемой и воздействующей волны. По-видимому, в строении двойной спирали ДНК необходимо искать причину высокой чувствительности живых организмов к высокочастотным электромагнитным полям. Однако молекула ДНК, обладающая право-винтовой формой, не подвержена воздействию электромагнитного излучения, имеющего длину волны $\lambda \approx 7-8$ нм и правую циркулярную поляризацию.

5.4 Экспериментальная проверка результатов теоретического исследования

5.4.1 Экспериментальное исследование двойных и одинарных ДНК подобных спиралей в сверхвысокочастотном диапазоне

В диссертации проведено экспериментальное исследование отражения электромагнитных волн СВЧ диапазона двойными и одинарными спиральями, подобными ДНК. Параметры спиралей были выбраны в соответствии с предсказаниями теории с целью получения отраженных волн высокой эллиптичности. Проведенный ранее теоретический анализ выявил необходимые условия для этого – выполнение универсальных соотношений (3.7) и (3.15), которые справедливы вне зависимости от характера тока в ДНК. При выполнении этих условий можно ожидать, что отраженные от спиралей волны будут близки к циркулярным на резонансных частотах.

В эксперименте спирали активируются плоской падающей волной, то есть они находятся в однородном поле. Поэтому в центре каждой спирали, где влияние ее краев является самым слабым, должна иметь место пучность стоячей волны электрического тока. На краях спирали сила тока обращается в нуль. Поэтому полная длина спирали должна быть кратна половине длины волны электромагнитного поля $L = k \frac{\lambda}{2}$. Кроме того, выполняется условие главного резонанса $P = \lambda$.

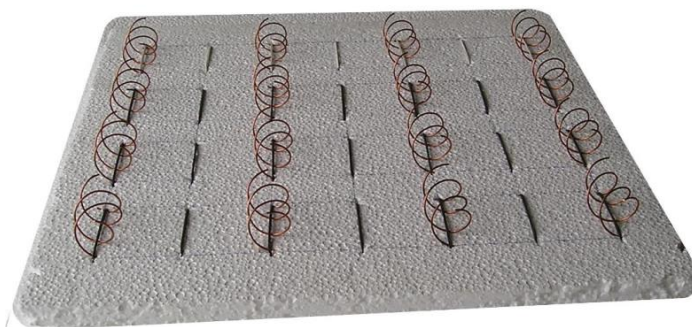
Максимальное значение тока (пучность) в центре спирали может иметь место только для спирали, состоящей из нечетного числа полувитков. Это значит, что $k = 2m + 1$, где m – целое число. Если спираль содержит целое число витков, то электрический ток в ней не может быть создан однородным полем падающей плоской волны. Поэтому в эксперименте использовались спирали, состоящие из 3 и 5 полувитков.

Для усиления сигнала были изготовлены решетки из медных спиралей, закрепленных на радиопрозрачном материале (см. рисунок 5.7).

Использовались спирали двух видов: 1.5 витка (три полувитка) и 2.5 витка (пять полувитков). Каждый образец состоял из идентичных спиралей одного вида. Исследовались образцы как с двойными, так и с одинарными спиральями.

Решетка возбуждалась линейно-поляризованной волной, падающей на образец под углом 45° . Регистрировалась отраженная волна, образованная когерентными сигналами от отдельных двойных спиралей. Были рассмотрены два случая возбуждения спиралей падающей волной. Вектор

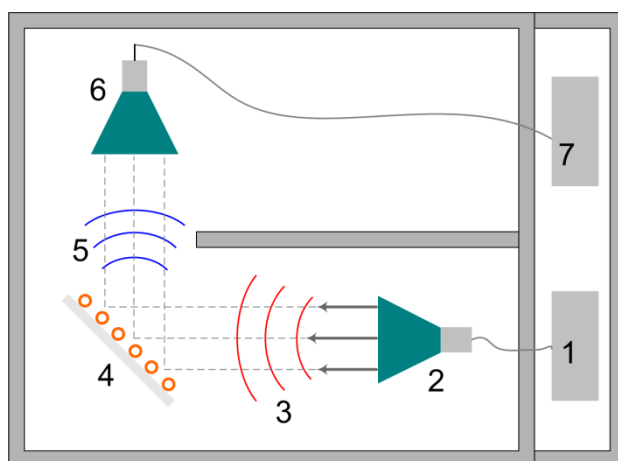
напряженности поля $\vec{E}$ колебался вдоль осей спиралей в одном случае и ортогонально осям в другом.



$k = 1,5$ витка; плотность спиралей в образце уменьшена

Рисунок 5.7. – Фото опытного образца двойных спиралей-преобразователей излучения с правой намоткой

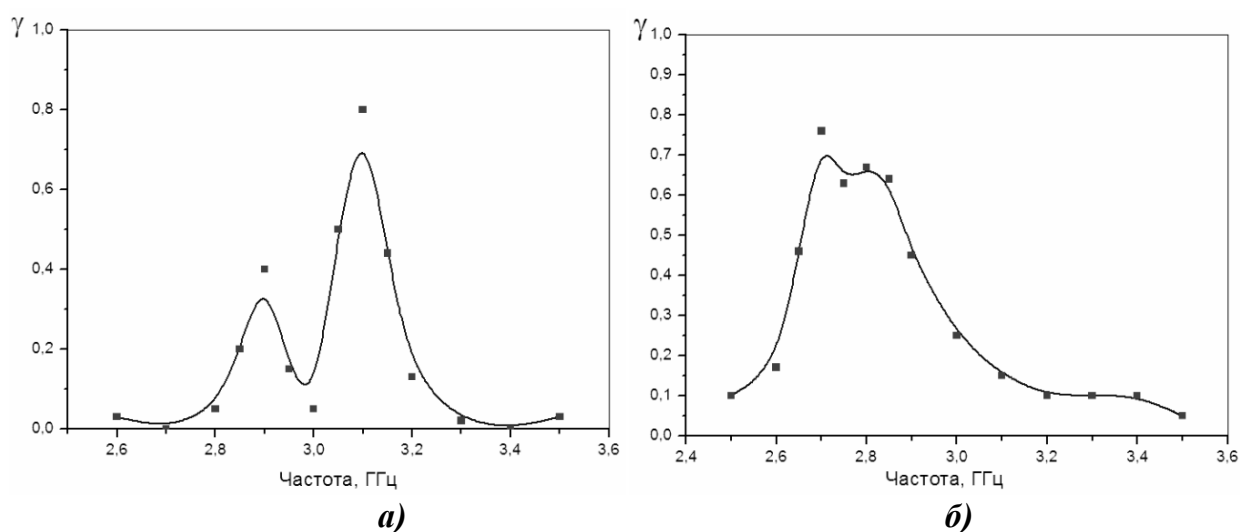
Положение образца в камере можно понять из рисунка 5.8. Угол между нормалью к образцу и падающим излучением составляет 45° . Позиционирование спиралей на образце показано на рисунке 5.7. Это означает, что плоскость, которая пересекает концы спиралей (все четыре конца двойной спирали), перпендикулярна пенопластовой пластине-подложке. Было доказано, что пенопластовые пластины и диэлектрические цилиндры не искажают падающее излучение и не отражают его сколь-либо существенно.



1 - генератор СВЧ сигналов; 2 и 6 – соответственно рупорные антенны для излучения линейно поляризованного широкополосного сигнала и приёма отражённого сигнала; 3 и 5 – падающее и отражённое излучения, соответственно; 4 – исследуемый образец; 7 – приёмник микроволнового излучения

Рисунок 5.8. – Схема эксперимента в безэховой камере

Результаты исследования эллиптичности волн, отражённых решёткой из двойных 1,5-витковых спиралей в случае, когда вектор $\vec{E}$ падающей волны направлен вдоль оси двойной спирали, представлены на рисунке 5.9а в виде графика зависимости эллиптичности отражённых волн от частоты. Пиковое значение эллиптичности было равно 0,81 и соответствовало частоте 3,15 ГГц. Если вдоль направления оси спирали колебался вектор $\vec{B}$ падающей волны (рисунок 5.9б), максимум эллиптичности регистрировался при более низкой частоте (сравните фрагменты а и б на рисунке 5.9).



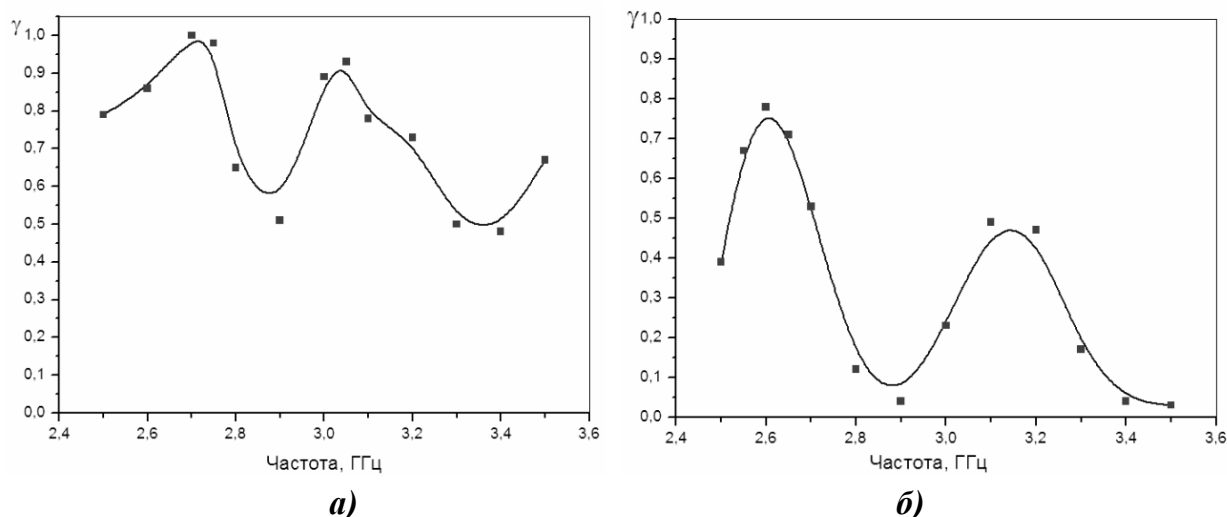
Количество полувитков в двойной спирали равно 3.

Вектор $\vec{E}$ падающей волны направлен относительно оси двойной спирали:

а – параллельно; б – перпендикулярно

Рисунок 5.9. – Зависимость эллиптичности отражённой волны от частоты

Характер зависимости эллиптичности от частоты падающего излучения для двойных 2,5-витковых спиралей с таким же углом подъёма и шагом, как у 1,5-витковых спиралей, почти не зависит от направления колебаний вектора $\vec{E}$ в падающей волне. Однако смещение максимумов по частоте, которое имеет место при ориентации вектора $\vec{B}$ падающей волны вдоль оси спиралей, в данном случае меньше, чем при использовании более коротких спиралей (рисунок 5.10).



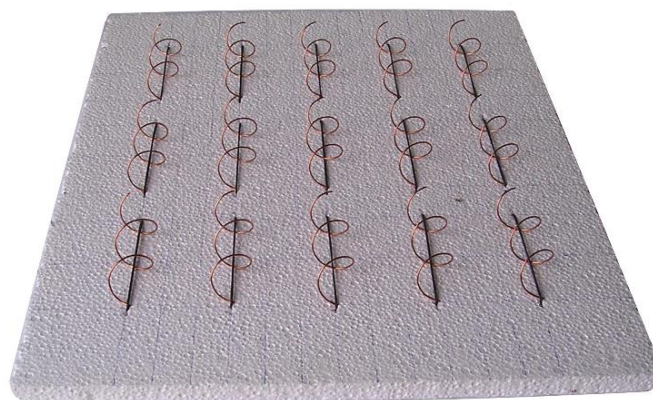
Количество полувитков в двойной спирали равно 5.

Вектор $\vec{E}$ падающей волны направлен относительно оси двойной спирали:

***а* – параллельно; *б* – перпендикулярно**

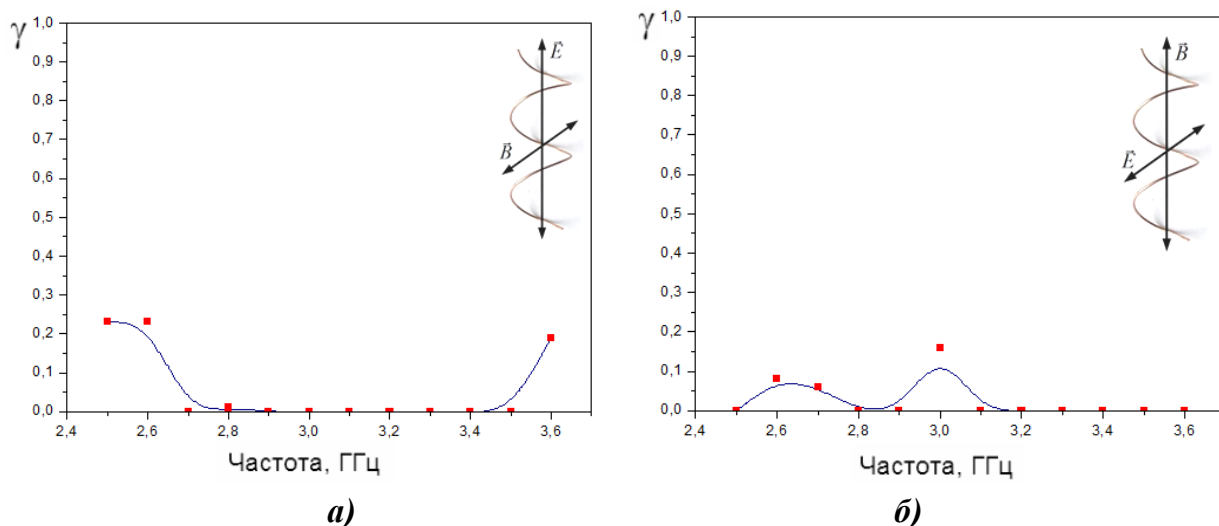
Рисунок 5.10. – Зависимость эллиптичности отражённой волны от частоты

В результате экспериментов, произведённых с использованием образцов, содержащих одинарные спирали (рисунок 5.11), выявлено, что при отражении от них не обеспечивается преобразования падающей линейно поляризованной волны в эллиптически поляризованную. Максимальное значение эллиптичности отраженной волны, зарегистрированное в этих опытах, не превышало 0,2 (рисунок 5.12).



Число витков в отдельной спирали равно 2,5

Рисунок 5.11. – Фото опытного образца из одинарных спиралей-преобразователей излучения с правой намоткой



Количество полувитков в одинарной спирали равно 5.

Вектор $\vec{E}$ падающей волны направлен относительно оси одинарной спирали:

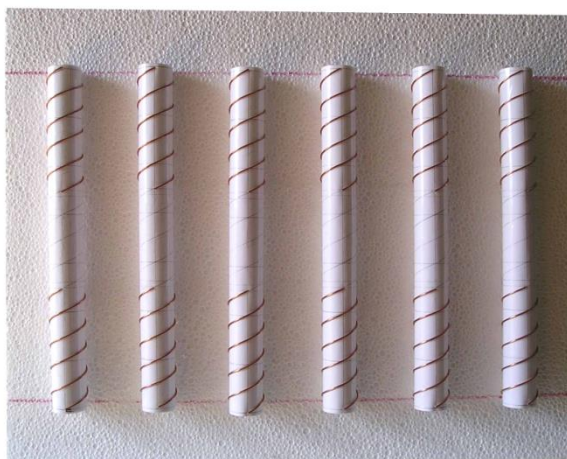
***a* – параллельно; *б* – перпендикулярно**

Рисунок 5.12. – График зависимости эллиптичности отражённой волны от частоты падающего излучения

Таким образом, необходимым условием создания образца, эффективно преобразующего поляризацию волны, является наличие двойных спиралей, подобных молекуле ДНК.

Исследована также зависимость эллиптичности отражённой волны от плотности расположения спиралей в образце. Количество спиралей в образце уменьшали посредством удаления каждого второго ряда (именно такой образец изображен на рисунке 5.7). При этом оказалось, что форма графика эллиптичности как функции частоты для отражённой волны не изменялась, но уменьшалась интенсивность сигнала. Таким образом, регистрируемая волна, отраженная решеткой в целом, позволяет судить об эллиптичности волны, излучаемой отдельной двойной спиралью. Этот вывод обусловлен тем обстоятельством, что в эксперименте волны, излучаемые отдельными спиральями, согласованы по фазе.

Другой эксперимент реализует следующую идею: использовать отраженные циркулярно поляризованные волны, как падающие волны для второго образца. Таким образом, волны, отраженные от первого образца (рисунок 5.13), идеально соответствуют тому, чтобы возбудить спирали на втором образце. Второй образец, однако, может содержать спирали противоположной киральности.



Параметры спирали:

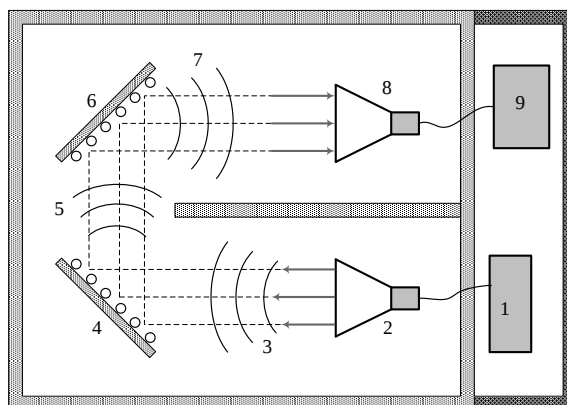
радиус – 14,5 мм, шаг– 41,5 мм, диаметр проволоки –1мм.

Параметры массива:

размеры 30 x 43 см, горизонтальной период 80 мм, расстояние между концами соседних двойных спиралей в вертикальной плоскости 80 мм

Рисунок 5.13. – Фото опытного образца двойных правых ДНК-подобных спиралей

Ранее было показано, что спирали сильно взаимодействует с волной той же закрутки, которую излучает эта спираль. Это явление известно в оптике как круговой дихроизм и широко используется для изучения киральных молекул при прохождении циркулярного излучения через них. В основу произведённого эксперимента положен анализ характеристик отражённого сигнала.



1 - генератор СВЧ сигналов; 2 и 8 - соответственно рупорные антенны, предназначенные для излучения и приёма волн; 3, 5, 7 – соответственно пучки падающего, отражённого от первого образца и регистрируемого излучения; 4 и 6 - первый и второй образцы двойных ДНК-подобных спиралей; 9 - приёмник СВЧ сигналов

Рисунок 5.14. – Схема эксперимента в безэховой камере

Первая решетка возбуждалась линейно-поляризованной волной, падающей на образец под углом 45° к его плоскости (рисунок 5.14).

Отраженная от первой решетки волна была близка к циркулярно поляризованной в исследуемом диапазоне длин волн и далее падала на вторую решетку (рисунок 5.15). Волна, отраженная от второй решетки, была циркулярно поляризована влево (вектор напряженности поля описывает в пространстве левый винт), если спирали обеих решеток были правыми и линейно поляризованной, если спирали первой решетки были правыми, а второй левыми. Во втором случае интенсивность волны, испытавшей двойное отражение от решеток, была значительно меньшей.

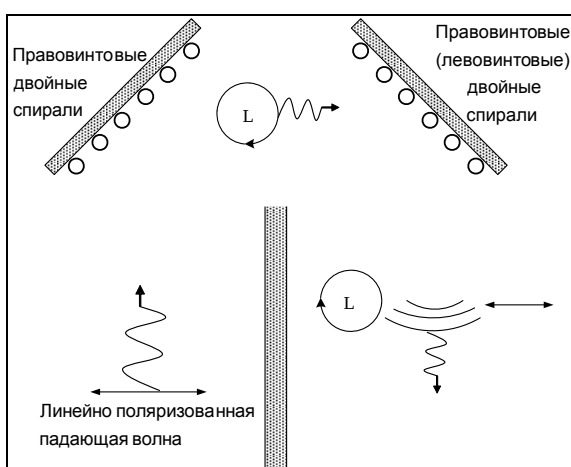
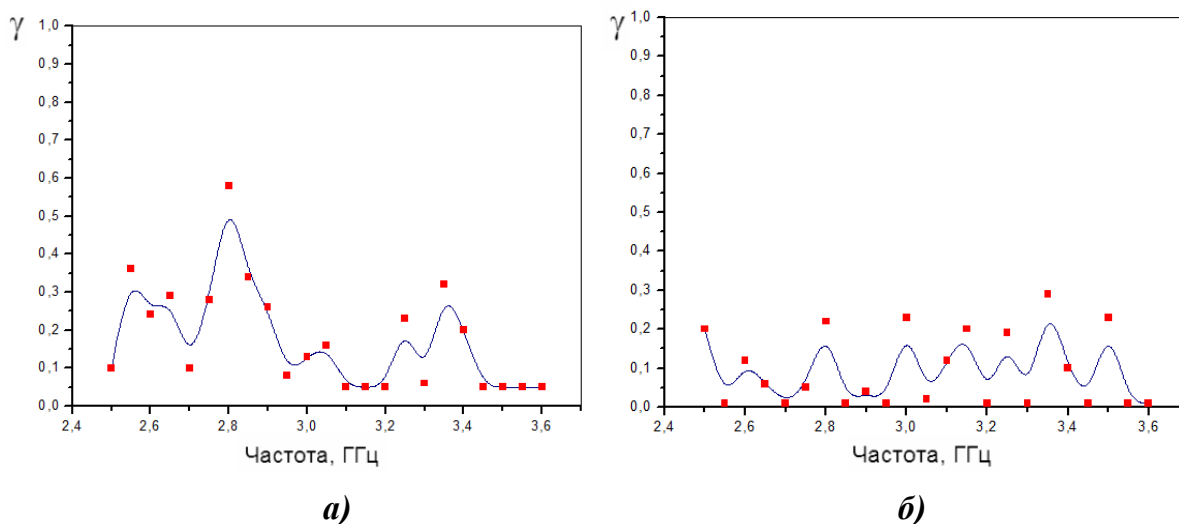


Рисунок 5.15. – Схема преобразования поляризации электромагнитной волны при отражении от образцов, изготовленных из ДНК-подобных правых и левых спиралей

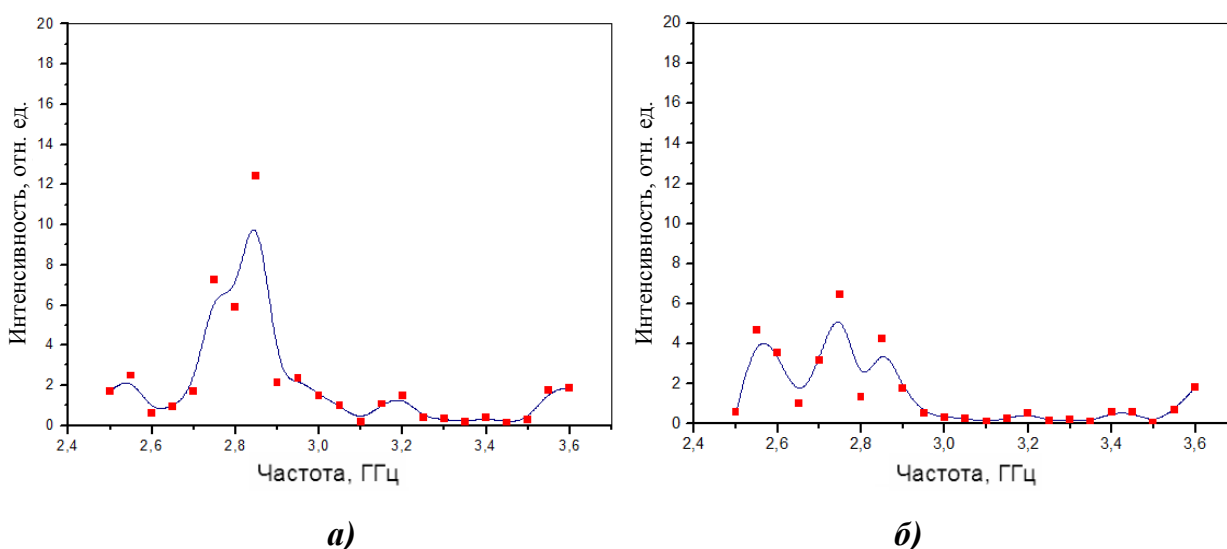
Зависимости эллиптичности отражённых волн от частоты графически иллюстрированы на рисунке 5.16. При использовании правых спиралей в обоих образцах эффект поляризационной селективности излучения проявляется в отношении падающего излучения частотой 2,8 ГГц (фрагмент *а* на рисунке 5.16). Если первый образец составлен из правых спиралей, а второй из левых, эффект поляризационной селективности излучения не имеет места (фрагмент *б* на рисунке 5.16).

Зависимости, изображённые на рисунке 5.16, получены в условиях, когда вектор напряжённости электрического поля падающей линейно поляризованной волны направлен перпендикулярно осям спиралей. В экспериментах, произведённых в изменённых условиях, когда вектор $\vec{E}$ был направлен вдоль осей спиралей, получены зависимости эллиптичности от частоты, сходные с представленными на указанном рисунке.



a) – оба образца состоят из правых спиралей;
б) – первый образец состоит из правых спиралей, второй – из левых
 Рисунок 5.16. – Графики зависимости эллиптичности отражённой волны от частоты падающего излучения

Кроме того, исследовалась зависимость интенсивности электромагнитной волны, отраженной от второго образца от частоты. Графики зависимости приведены на рисунке 5.17а для случая правых спиралей на образцах и на рисунке 5.17б для случая правых спиралей на первом образце и левых на втором.



a) – оба образца состоят из правых спиралей;
б) – первый образец состоит из правых спиралей, второй – из левых
 Рисунок 5.17. – Графики зависимости относительной интенсивности отражённой волны от частоты

Эффект поляризационной селективности излучения еще более четко проявился для интенсивности волны, отраженной от образцов с двойными правыми спиралями на той же частоте, что и была для максимума эллиптичности 2,8 ГГц. В то время как для образцов спиралей противоположного знака интенсивность отраженной волны имела максимум, приблизительно в два раза меньший, на частоте, близкой к 2,8 ГГц. Таким образом, поляризационная селективность подразумевает не только избирательность волны по отношению к длине волны и виду поляризации, но также и по отношению к ее интенсивности.

Таким образом, двойное отражение первоначально линейно поляризованной волны на одних и тех же образцах дает волну высокой эллиптичности и интенсивности. Если образцы состоят из спиралей с противоположной киральностью, то результирующая волна возвращается в начальное - почти линейная поляризация - состояние, имея при этом в два раза меньшую интенсивность. Аналогичная тенденция наблюдалась, когда вектор $\vec{E}$ падающей волны колебался вдоль оси спирали.

Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с теоретическими результатами. Было показано, что оптимальные двойные спирали могут превращать состояние поляризации падающей волны из линейной в круговую при неаксиальном отражении, что не достижимо с использованием оптимальных одинарных спиралей. Это является прямым подтверждением теоретических выводов.

В эксперименте с двойным отражением от образцов двумерных массивов двойных спиралей с одинаковой и противоположной киральностью, была продемонстрирована высокая селективность круговой поляризации за счет фильтрации (отражения только одной из мод циркулярной поляризации). Этот эффект имеет место также и при аксиальном распространении волны в массиве из спиралей.

Из приведенной выше теоретической модели следует, что длина волны резонанса зависит от размера спиралей и, следовательно, аналогичные результаты могут быть экстраполированы на другие частотные диапазоны в силу масштабируемости электродинамики Максвелла. Однако в настоящее время затруднительно с уверенностью утверждать, что наблюдаемые эффекты поляризации существуют для молекул ДНК, в силу как низкой электропроводности, так и очень малого ее размера. Только экспериментальное исследование может дать ответ на этот вопрос. Эксперименты такого рода требуют дорогостоящего и очень сложного оборудования для генерации циркулярно поляризованного

ультрафиолетового излучения. В последнее время оборудование такого типа начинают создавать в ведущих научно-исследовательских центрах мира.

5.4.2 Экспериментальное исследование дезоксирибонуклеиновой кислоты в оптическом диапазоне

В диссертационной работе экспериментально исследована поляризационная селективность молекулы ДНК на примере ДНК березы повислой (лат. *Betula pendula*) в видимом диапазоне на длине волны $\lambda=633$ нм He-Ne лазера и на примере образцов ДНК в растворе дистиллированной воды в ультрафиолетовом диапазоне длин волн на частоте 4-й гармоники АИГ– Nd^{3+} - лазера (длина волны $\lambda=266$ нм).

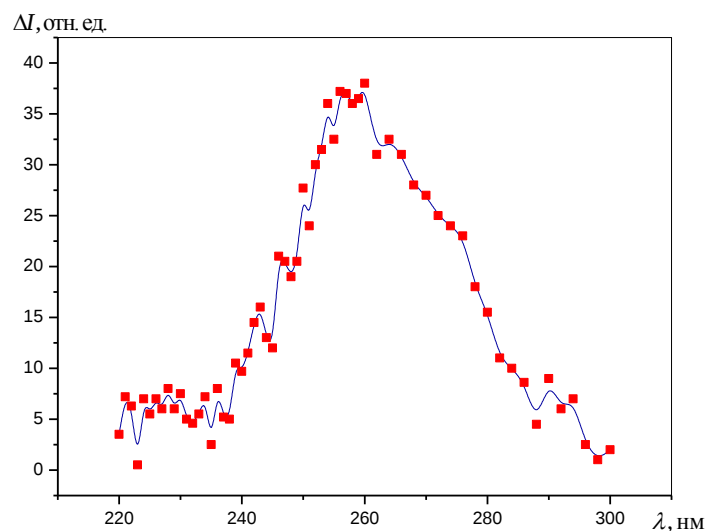
В результате эксперимента в видимом диапазоне спектра выяснилось, что поглощение луча лазера образцами ДНК практически не менялось в зависимости от вида циркулярной поляризации излучения. При этом линейно-поляризованное излучение поглощалось в большей степени, чем циркулярно-поляризованное, что может быть объяснено частичной линейной упорядоченностью спиралей ДНК в образце, т.к. изучаемые растительные ДНК были получены путем их движения в геле вдоль направления действия электрического поля, что приводило к их «сортировке» на участки приблизительно равной длины (рисунок 5.18).



Тёмные участки – ДНК в геле, отсортированные по длине молекул. Для исследования выделяются участки с наибольшей концентрацией молекул
Рисунок 5.18. – Образец ДНК берёзы повислой в полимерной оболочке

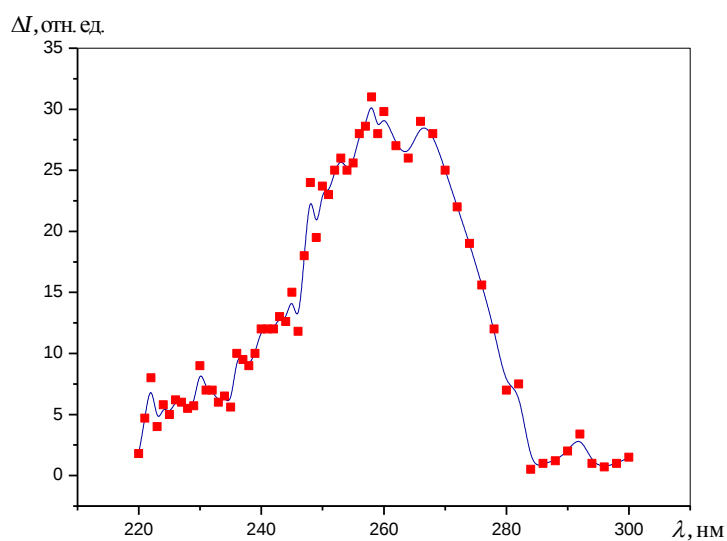
Ниже приведены три графика (рисунки 5.19 – 5.21) поглощения соответственно для случаев, когда падающее на раствор ДНК УФ излучение было линейно-поляризованное и поляризованное по кругу влево и вправо.

Раствор ДНК заливался в кварцевую кювету, фото которой приведено на рисунке 5.22. Толщина раствора в данном случае составляла 1 мм.



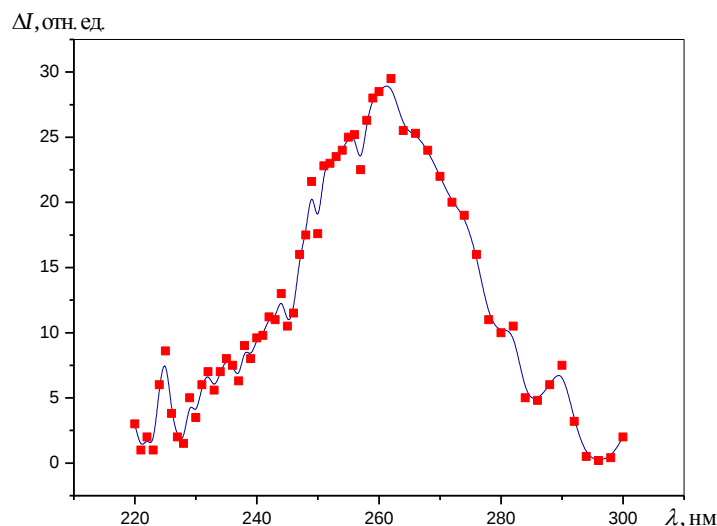
Падающее излучение линейно поляризовано

Рисунок 5.19. –Зависимость интенсивности излучения, поглощённого в слое раствора ДНК толщиной 1 мм, от длины волны



Падающее излучение поляризовано левоциркулярно

Рисунок 5.20. –Зависимость относительной интенсивности излучения, поглощённого в слое раствора ДНК толщиной 1 мм, от длины волны



Падающее излучение поляризовано правоциркулярно
Рисунок 5.21. – Зависимость интенсивности излучения, поглощённого в слое раствора ДНК толщиной 1 мм, от длины волны

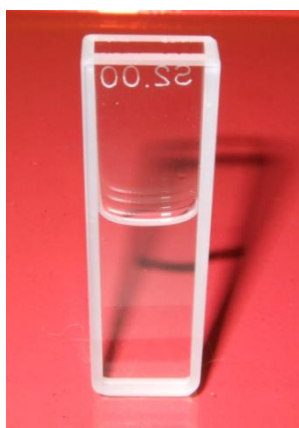


Рисунок 5.22. – Кварцевая кювета с раствором растительных ДНК

В результате данного эксперимента выяснено, что поглощение излучения с длиной волны $\lambda = 266$ нм образцами ДНК совсем слабо - на 5 % изменяется в зависимости от типа его циркулярной поляризации. При этом линейно-поляризованное излучение поглощалось больше, чем циркулярно поляризованное примерно на 20 %, что является показателем дихроичного эффекта (эффекта поляризационной селективности).

Данный результат согласуется с подобными ранними исследованиями, однако следует заметить, что максимальный эффект поляризационной селективности в соответствии с расчетами теории должен проявляться при условии главного резонанса для спирали ДНК, т.е. когда длина волны излучения приближается к $\lambda \sim (7 \div 8)$ нм. Длина волны He-Ne лазера приблизительно в $90 \div 80$ раз больше данных значений, поэтому поглощение

ДНК линейной и циркулярной волны видимого диапазона происходит в одинаковой мере.

Длина волны АИГ- Nd^{3+} -лазера приблизительно в 30 раз больше резонансной для спирали ДНК, и мы наблюдаем, что для УФ диапазона рассматриваемый эффект поляризационной селективности уже более выражен, и отличия в поглощении линейного и циркулярного излучений уже могут достигать 20 %.

Выводы по результатам главы 5

На основе принципа электродинамического подобия показано, что эффект поляризационной селективности, наблюдаемый для ДНК-подобных спиралей в СВЧ диапазоне длин волн, для молекулы ДНК может иметь место в нанометровом диапазоне.

Этот эффект является одним из определяющих для ДНК (возможно и для других спиральных объектов) и напрямую связан с нарушением зеркальной симметрии в природных структурах и явлениях. Это может быть важно при генетическом сохранении различий между правовинтовыми и левовинтовыми формами объектов живой природы [80–А, 84–А, 86–А, 92–А].

Обладая оптимальной геометрической формой, молекула ДНК не подвержена воздействию правой циркулярно поляризованной электромагнитной волны в нанометровом диапазоне. Такая волна, для которой правосторонняя молекула ДНК является “прозрачной”, должна распространяться перпендикулярно оси спирали и образовывать в пространстве правый винт. Соответственно волна, излучаемая правосторонней молекулой ДНК перпендикулярно оси спирали при условии резонанса, имеет левую циркулярную поляризацию. Эти особенности могут быть использованы при создании ДНК-подобных метаматериалов с селективными поляризационными свойствами [93–А, 94–А, 95–А].

Впервые заявлено преимущество двухцепочечной ДНК-подобной спирали как оптимального кругового поляризатора в направлении распространения волны, перпендикулярном к оси спирали. Аналогичное явление имеет место и при распространении волны вдоль оси спирали. Оно исследовано с достаточной полнотой и используется в технике антенн. Для волн, излучаемых в перпендикулярном к оси спирали направлении, обнаружено, что эффект поляризационной селективности имеет свой максимум для некоторой определенной геометрии (формы) спирали, который напоминает двойную спираль (бифилярную), подобную ДНК по углу подъёма [101–А].

ГЛАВА 6

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Эффекты, обусловленные формированием индуцированной анизотропии в естественно-изотропных веществах, изучаются уже давно. В частности, рассматривался пьезокерамический цилиндр, на боковую поверхность которого нанесена пара ленточно-спиральных электродов с определенным периодом, подсоединенных к источнику электрического напряжения и возможность управления поляризацией упругих волн электрическим полем, создающим спиральную анизотропию [259]. Эти явления интересны учёным в первую очередь редкой возможностью управления параметрами, характеризующими искусственную анизотропию среды, а также благодаря возможности передачи энергии электрического поля распространяющейся акустической или электромагнитной волне. Идея использования нелинейного взаимодействия акустического и вращающегося электрического поля для реализации параметрических электроакустических эффектов в кристаллах принадлежит В.Н. Белому и Б.Б. Севруку и была высказана более 20 лет назад [260–262]. В дальнейшем эта идея развивалась физиками Гомельского государственного университета, где учениками Ф.И. Федорова Б.В. Бокутем, А.Н. Сердюковым была создана научная школа в области оптики и акустики гиротропных сред [263–268].

Чувствительность выходных характеристик пробного акустического сигнала (поляризации, амплитуды) к изменению акустических свойств среды может быть использована для управления параметрами акустической волны посредством варьирования параметров модулирующего внешнего электрического поля. Для наблюдения нелинейного пьезоэффекта в результате электроакустических взаимодействий в кристаллах требуются переменные СВЧ поля напряжённостью 10–100 кВ/см [269–271], создание которых сопряжено с большими экспериментальными трудностями. В материалах с электрострикционной нелинейностью пороговые значения напряжённости поля значительно меньше (1–10 кВ/см) [272], однако вследствие высокой диэлектрической проницаемости ($\epsilon \sim 10^3$) в СВЧ полях они характеризуются значительными диэлектрическими потерями.

В связи отмеченными обстоятельствами представляется перспективным использование постоянных по величине, но вращающихся электрических полей. Под действием внешнего электрического поля в нелинейных средах может быть индуцирована анизотропия, периодически изменяющаяся

с течением времени. Особый интерес к использованию вращающегося электрического поля в целях создания пространственно однородной анизотропии объясняется также редкой возможностью определения точного аналитического выражения для акустического поля в нестационарной среде в результате перехода во вращающуюся систему координат, жёстко связанную с вектором напряжённости внешнего электрического поля. В такой системе координат – в отличие от лабораторной – свойства среды не зависят от времени, поэтому можно искать решения уравнения упругости в виде плоских монохроматических волн.

К началу наших исследований была обоснована возможность наблюдения ряда эффектов при взаимодействии циркулярно поляризованных ультразвуковых волн с вращающимся электрическим полем: преобразования частоты, параметрического усиления и генерации обращённой волны, электроакустической памяти [259]. Однако сообщаемые в литературе сведения часто неполны. В частности рассмотрение возможности искусственного формирования в кристаллах вращающейся анизотропии было ограничено исследованием изотропных структур. При определении порогового значения напряжённости электрического поля, при котором возможно параметрическое усиление акустических волн, не учитывалось влияние поля на вязкость среды. При исследовании влияния вращающегося электрического поля на вещество рассматривались только диэлектрические кристаллы, вне внимания учёных осталось взаимодействие ультразвука с электронами проводимости в полупроводниках.

В настоящей главе особое внимание уделяется эффекту подавления поглощения акустических волн в сегнетокерамике во вращающемся электрическом поле. Данное явление обусловлено интерференцией падающей акустической волны и обращённой акустической волны, генерируемой в сегнетокерамике под влиянием вращающегося электрического поля. В результате наложения этих волн может образоваться стоячая ультразвуковая волна, по отношению к которой среда имеет очень незначительную вязкость. В условиях подавления поглощения ультразвука может иметь место высокоэффективная передача энергии вращающегося электрического поля ультразвуку и – как следствие – гигантское усиление прошедшей и обращённой акустических волн.

Явления подавления или частичного ослабления поглощения энергии поля веществом при распространении электромагнитного поля в пространственно-периодических средах хорошо известны [273, 274]. Например, эффект Бормана, заключающийся в подавлении поглощения рентгеновского излучения при его дифракции в кристалле, является

следствием образования стоячей электромагнитной волны в результате интерференции падающей и дифрагированной волн. При этом нули амплитуды стоячей волны совпадают с узлами кристаллической решетки, то есть с центрами поглощения кристалла, дискретно расположенными в пространстве.

Ослабление поглощения света имеет место также при дифракции световых волн в холестерическом жидком кристалле (ХЖК), осцилляторы поглощения молекул которого периодически изменяют свою ориентацию в пространстве. В этом случае аномально слабое поглощение света обусловлено поляризационными свойствами электромагнитного поля в ХЖК. При распространении световой волны вдоль оси холестерической спирали собственные моды электромагнитного поля на одной из границ частотной области брэгговского отражения оказываются поляризованными ортогонально осциллятору поглощения во всем объеме кристалла [275].

Указанные явления аномально слабого поглощения проявляются в условиях резонансного взаимодействия электромагнитных волн с пространственно–периодической структурой кристалла.

В работе [276] показана возможность ослабления поглощения электромагнитных волн при их распространении в кристалле, нестационарная одноосная структура которого обусловлена вращающимся электрическим полем. Свойства такого кристалла, в том числе ориентация поглощающего осциллятора, с течением времени изменяются по гармоническому закону [276].

В настоящей диссертации исследуется эффект подавления поглощения акустических волн при их резонансном взаимодействии с вращающимся электрическим полем в кристаллах, характеризующихся аномально высокой диэлектрической проницаемостью. Показано, что, как и при подавлении электромагнитного поля, возникающий эффект является следствием взаимодействия падающей акустической волны с индуцированной в кристалле обращённой волной. Установлено, что эффект подавления поглощения обусловлен структурой акустического поля, собственные моды которого во вращающейся системе координат, сопровождающей электрическое поле, имеют вид стоячих волн.

В данном контексте среды, в которых индуцирована вращающаяся пространственно однородная акустическая анизотропия, представляют акустический аналог пространственно-периодических сред, и в них проявляются эффекты, характерные для последних.

6.1 Формирование вращающейся акустической анизотропии в кристаллах различных классов симметрии

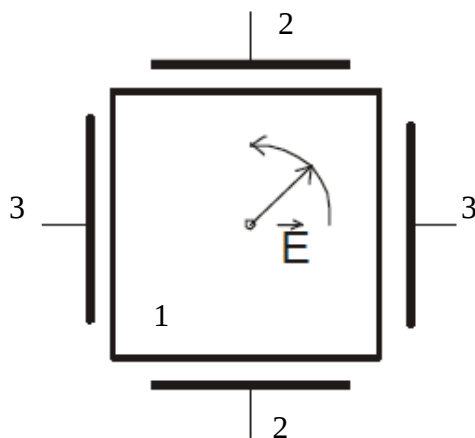
В работах [259, 260, 267] показана возможность индуцирования внешним электрическим полем спиральной и вращающейся акустической структуры в изотропных средах с сильной деформационной зависимостью диэлектрической проницаемости на примере центросимметричной сегнетокерамики, указаны преимущества использования вращающегося электрического поля. Так как большинство устройств акустоэлектроники основано на применении различных монокристаллов, включая анизотропные, представляет интерес изучение возможности создания вращающейся акустической анизотропии в кристаллах разных классов симметрии, а не только в изотропной сегнетокерамике. Именно эта задача является основной в данном разделе.

При помещении кристалла в электрическое поле, вращающееся с частотой Ω вокруг оси Z (единичного вектора $\vec{c}$), вектор напряжённости которого характеризуется амплитудой E_0 и компонентами

$$E_1 = E_0 \cos \Omega t, E_2 = E_0 \sin \Omega t, E_3 = 0, \quad (6.1)$$

может произойти изменение акустических свойств кристалла. Такое поле может быть сформировано, например, посредством подачи электрического потенциала на систему параллельных металлических электродов, расположенных на поверхности кристалла, с заданным фазовым смещением [260]. При этом сдвиг фазы определяется числом электродов, например, в системе, схематически изображённой на рисунке 6.1, он равен $\pi/2$.

Изменение упругих постоянных кристалла, обусловленное действием электрического поля, можно описать с помощью соотношения [277, 278]



1 – звукопровод; 2, 3 – электроды.

Рисунок 6.1. – К пояснению способа создания вращающегося электрического поля

$$\Delta\Lambda_{ijkl} = e_{mijkl}E_m, \quad (6.2)$$

где E_m – компоненты вектора напряжённости электрического поля;

e_{mijkl} – тензор нелинейных пьезоэлектрических коэффициентов пятого ранга.

Если симметрия кристалла допускает формирование вращающейся анизотропии, то тензор упругих постоянных с учетом влияния внешнего электрического поля можно представить как сумму двух тензоров:

$$\Lambda(\varphi) = U(-\varphi/2) \begin{pmatrix} \Lambda & \delta & 0 \\ \delta & \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_{33} \end{pmatrix} \tilde{U}(-\varphi/2) + U(\varphi) \begin{pmatrix} 0 & 0 & \delta_1 \\ 0 & 0 & \delta_2 \\ \delta_1 & \delta_2 & 0 \end{pmatrix} \tilde{U}(\varphi), \quad (6.3)$$

где

$$U(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \exp(\varphi \bar{C}^\times), \quad (6.4)$$

– матрица поворота вокруг оси Z на угол $\varphi = \Omega t$ [6];

$\Lambda = \Lambda_{44}^0$ – упругая постоянная в отсутствие возмущения;

символом $\sim$ обозначена операция транспонирования;

$\bar{C}^\times$ – антисимметричный тензор, дуальный вектору $\bar{C}$.

В формуле (6.3) первое слагаемое описывает структуру, вращающуюся с частотой $\Omega/2$ в направлении, противоположном направлению вращения вектора напряжённости электрического поля, заданного формулами (6.1). Второе слагаемое описывает структуру, вращающуюся с частотой Ω в том же направлении, что и действующее внешнее электрическое поле. Параметры δ , δ_1 , δ_2 характеризуют анизотропию упругих свойств кристалла, обусловленную действием поля (6.1). Анализируя формулу (6.3) видим, что поперечные компоненты акустической волны могут взаимодействовать друг с другом как непосредственно (первое слагаемое), так и вследствие их связи с продольной составляющей (второе слагаемое).

В результате анализа соотношений (6.2) и (6.3) применительно к кристаллам разных классов симметрии выделены те из них, в которых возможно формирование вращающейся акустической анизотропии (таблица 6.1).

В таблице 6.1 для кристаллов каждого из таких классов приведены выражения для δ , δ_1 , δ_2 , а также необходимые соотношения между компонентами тензора нелинейного пьезоэффекта.

Таблица 6.1. – Классы кристаллов, симметрия которых допускает формирование вращающейся акустической анизотропии (линейный электроакустический эффект)

Класс	$3m$	32	6	$622, 432$	$6mm$
Параметры, характеризующие анизотропию	$\delta=e_{255}E_0,$ $\delta_1=e_{135}E_0,$ $\delta_2=0$	$\delta=e_{144}E_0,$ $\delta_1=0,$ $\delta_2=e_{134}E_0$	$\delta=0,$ $\delta_1=e_{135}E_0,$ $\delta_2=e_{134}E_0$	$\delta=0,$ $\delta_1=0,$ $\delta_2=e_{134}E_0$	$\delta=0,$ $\delta_1=e_{135}E_0,$ $\delta_2=0$
Соотношения между нелинейными пьезоэлектрическими компонентами	$e_{145}=e_{255}=$ $=-e_{244},$ $e_{135}=e_{234}$	$e_{144}=e_{245}=$ $=-e_{155},$ $e_{134}=-e_{235}$	$e_{135}=e_{234},$ $e_{134}=-e_{235}$	$e_{134}=-e_{235}$	$e_{135}=e_{234}$

Чтобы понять, каким образом определены элементы таблицы 6.1, рассмотрим частный пример кристалла LiNbO_3 (класс симметрии $3m$) и, выберем систему координат таким образом, чтобы ось OZ была направлена вдоль оси симметрии третьего порядка, а оси OX и OY – вдоль осей второго порядка.

Тензор модулей упругости Λ_{ijkl} симметричен относительно перестановки индексов i и j ; k и l , а также пары ij и пары kl . Поэтому в общем случае этот тензор имеет 21 независимую компоненту, в то время как полное количество компонент равно $3^4=81$.

С учётом влияния внешнего электрического поля тензор упругих постоянных кристалла можно записать с следующим образом:

$$\Lambda_{ijkl} = \Lambda_{ijkl}^0 + \Delta\Lambda_{ijkl} = \Lambda_{ijkl}^0 + e_{mijkl} E_m,$$

где Λ_{ijkl}^0 — тензор упругих постоянных в отсутствие внешнего электрического поля.

Переходя к двухиндексной системе обозначений, заменим пары индексов ij индексом m по следующей схеме:

$$\begin{aligned} 11 &\rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, \\ 32=23 &\rightarrow 4, 31=13 \rightarrow 5, 21=12 \rightarrow 6. \end{aligned}$$

Необходимо учесть, что электрическое поле (6.1) вращается вокруг оси OZ , а также принять во внимание следующие соотношения между компонентами тензора нелинейных пьезоэлектрических коэффициентов [63, 64]:

$$\begin{aligned}
e_{115} &= e_{224}; \quad 4e_{116} = -(e_{211} + 3e_{222}); \quad e_{125} = e_{214}; \\
4e_{126} &= (e_{222} + 3e_{211}); \quad e_{135} = e_{234}; \quad e_{136} = -e_{223}; \quad e_{145} = e_{255}; \\
2e_{146} &= e_{224} - e_{214}; \quad 2e_{212} = -(e_{211} + e_{222}); \quad e_{213} = -e_{223}; \\
e_{244} &= -e_{255}; \quad 2e_{256} = e_{224} - e_{214}; \quad 2e_{266} = -(e_{211} + e_{222}); \\
e_{322} &= e_{311}; \quad e_{323} = e_{313}; \quad e_{324} = -e_{314}; \quad e_{355} = e_{344}; \quad 2e_{366} = e_{311} - e_{312}; \\
e_{223} &\neq 0; \quad e_{234} \neq 0; \quad e_{313} \neq 0; \quad e_{333} \neq 0.
\end{aligned}$$

Остальные компоненты тензора нелинейных пьезоэлектрических коэффициентов равны нулю.

Теперь по правилу (6.2) можно получить явные выражения всех 21 независимых компонент тензора упругих постоянных с учётом влияния вращающегося электрического поля (6.1):

$$\begin{aligned}
\Lambda_{11} &= \Lambda_{11}^0 + e_{111}E_1 + e_{211}E_2 + e_{311}E_3 = \Lambda_{11}^0 + e_{211}E_2, \\
\Lambda_{12} &= \Lambda_{21} = \Lambda_{12}^0 + e_{112}E_1 + e_{212}E_2 + e_{312}E_3 = \Lambda_{12}^0 + e_{212}E_2, \\
\Lambda_{13} &= \Lambda_{31} = \Lambda_{13}^0 + e_{113}E_1 + e_{213}E_2 + e_{313}E_3 = \Lambda_{13}^0 + e_{213}E_2, \\
\Lambda_{14} &= \Lambda_{41} = \Lambda_{14}^0 + e_{114}E_1 + e_{214}E_2 + e_{314}E_3 = \Lambda_{14}^0 + e_{214}E_2, \\
\Lambda_{15} &= \Lambda_{51} = \Lambda_{15}^0 + e_{115}E_1 + e_{215}E_2 + e_{315}E_3 = e_{115}E_1, \\
\Lambda_{16} &= \Lambda_{61} = \Lambda_{16}^0 + e_{116}E_1 + e_{216}E_2 + e_{316}E_3 = e_{116}E_1, \\
\Lambda_{22} &= \Lambda_{22}^0 + e_{122}E_1 + e_{222}E_2 + e_{322}E_3 = \Lambda_{22}^0 + e_{222}E_2, \\
\Lambda_{23} &= \Lambda_{32} = \Lambda_{23}^0 + e_{123}E_1 + e_{223}E_2 + e_{323}E_3 = \Lambda_{23}^0 + e_{223}E_2, \\
\Lambda_{24} &= \Lambda_{42} = \Lambda_{24}^0 + e_{124}E_1 + e_{224}E_2 + e_{324}E_3 = -\Lambda_{14}^0 + e_{224}E_2, \\
\Lambda_{25} &= \Lambda_{52} = \Lambda_{25}^0 + e_{125}E_1 + e_{225}E_2 + e_{325}E_3 = e_{125}E_1, \\
\Lambda_{26} &= \Lambda_{62} = \Lambda_{26}^0 + e_{126}E_1 + e_{226}E_2 + e_{326}E_3 = e_{126}E_1, \\
\Lambda_{33} &= \Lambda_{33}^0 + e_{133}E_1 + e_{233}E_2 + e_{333}E_3 = \Lambda_{33}^0, \\
\Lambda_{34} &= \Lambda_{43} = \Lambda_{34}^0 + e_{134}E_1 + e_{234}E_2 + e_{334}E_3 = e_{234}E_2, \\
\Lambda_{35} &= \Lambda_{53} = \Lambda_{35}^0 + e_{135}E_1 + e_{235}E_2 + e_{335}E_3 = e_{135}E_1, \\
\Lambda_{36} &= \Lambda_{63} = \Lambda_{36}^0 + e_{136}E_1 + e_{236}E_2 + e_{336}E_3 = e_{136}E_1, \\
\Lambda_{44} &= \Lambda_{44}^0 + e_{144}E_1 + e_{244}E_2 + e_{344}E_3 = \Lambda_{44}^0 + e_{244}E_2, \\
\Lambda_{45} &= \Lambda_{54} = \Lambda_{45}^0 + e_{145}E_1 + e_{245}E_2 + e_{345}E_3 = e_{145}E_1, \\
\Lambda_{46} &= \Lambda_{64} = \Lambda_{46}^0 + e_{146}E_1 + e_{246}E_2 + e_{346}E_3 = e_{146}E_1, \\
\Lambda_{55} &= \Lambda_{55}^0 + e_{155}E_1 + e_{255}E_2 + e_{355}E_3 = \Lambda_{44}^0 + e_{255}E_2, \\
\Lambda_{56} &= \Lambda_{65} = \Lambda_{56}^0 + e_{156}E_1 + e_{256}E_2 + e_{356}E_3 = \Lambda_{14}^0 + e_{256}E_2, \\
\Lambda_{66} &= \Lambda_{66}^0 + e_{166}E_1 + e_{266}E_2 + e_{366}E_3 = \Lambda_{66}^0 + e_{266}E_2.
\end{aligned}$$

Уравнение упругой волны, распространяющейся вдоль оси Z , может быть записано в матричном виде

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Lambda_{55} & \Lambda_{45} & \Lambda_{35} \\ \Lambda_{45} & \Lambda_{44} & \Lambda_{34} \\ \Lambda_{35} & \Lambda_{34} & \Lambda_{33} \end{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix},$$

где элементы матрицы, которую мы обозначим $\hat{A}$, определяются по формулам:

$$A_{11} = \Lambda_{55} = \Lambda_{44}^0 + e_{255} E_0 \sin \varphi,$$

$$A_{12} = A_{21} = \Lambda_{45} = e_{145} E_0 \cos \varphi,$$

$$A_{13} = A_{31} = \Lambda_{53} = e_{135} E_0 \cos \varphi,$$

$$A_{22} = \Lambda_{44} = \Lambda_{44}^0 + e_{244} E_0 \sin \varphi,$$

$$A_{23} = A_{32} = \Lambda_{43} = e_{234} E_0 \sin \varphi,$$

$$A_{33} = \Lambda_{33}^0.$$

Если ввести обозначения $\delta = e_{255} E_0$, $\delta_1 = e_{135} E_0$ и $\Lambda = \Lambda_{44}^0$, то матрицу $\hat{A}$ можно представить в виде:

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \Lambda + \delta \sin \varphi & \delta \cos \varphi & \delta_1 \cos \varphi \\ \delta \cos \varphi & \Lambda - \delta \sin \varphi & \delta_1 \sin \varphi \\ \delta_1 \cos \varphi & \delta_1 \sin \varphi & \Lambda_{33} \end{pmatrix}.$$

Тогда тензор упругих постоянных с учётом влияния внешнего электрического поля (6.1) можно представить суммой

$$\Lambda(\varphi) = U(-\varphi/2) \begin{pmatrix} \Lambda & \delta & 0 \\ \delta & \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_{33} \end{pmatrix} \tilde{U}(-\varphi/2) + U(\varphi) \begin{pmatrix} 0 & 0 & \delta_1 \\ 0 & 0 & 0 \\ \delta_1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tilde{U}(\varphi).$$

Сопоставляя данное выражение с (6.2), видим, что вращение на угол $-\varphi/2$ описывается элементами A_{11} , A_{22} , A_{12} , A_{21} , а элементами A_{13} , A_{23} , A_{31} , A_{32} – вращение на угол $+\varphi$.

6.2 Волновые числа и эллиптичности собственных мод акустического поля в кристалле с вращающейся структурой с учетом вязкости среды

Акустические свойства кристалла с аномально высокой диэлектрической проницаемостью (например, центросимметричной сегнетокерамики на основе титаната бария) будем описывать с использованием обобщённого закона Гука [279], в котором учитывается вязкость среды, –

$$\sigma_{ik} = c_{iklm} \gamma_{lm} + \eta_{iklm} \frac{\partial \gamma_{lm}}{\partial t}, \quad (6.5)$$

где σ_{ik} , γ_{lm} и c_{iklm} – тензоры напряжений, деформаций и упругих постоянных соответственно;

η_{iklm} – тензор вязкости.

Действие вращающегося электрического поля вида (6.1) может обусловить существенное изменение акустических свойств кристалла, в результате которого распространение упругой волны, характеризующейся вектором смещения $\vec{U}$, следует описывать уравнением движения

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \Lambda(t) \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} + B(t) \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2}, \quad (6.6)$$

где ρ – плотность среды;

$\Lambda(t)$ и $B(t)$ – тензоры упругих постоянных и вязкости, в которых учитывается нестационарное воздействие внешнего электрического поля (6.1). Соответственно они имеют вид:

$$\Lambda(t) = U(t) \begin{pmatrix} \bar{\Lambda} + \delta & 0 \\ 0 & \bar{\Lambda} - \delta \end{pmatrix} \vec{U}(t), \quad (6.7)$$

$$B(t) = U(t) \begin{pmatrix} \bar{B} + \chi & 0 \\ 0 & \bar{B} - \chi \end{pmatrix} \vec{U}(t). \quad (6.8)$$

В выражениях (6.7) и (6.8) использованы обозначения [259, 260]:

$$\bar{\Lambda} = c_{44} + (\alpha_{155} + \alpha_{144}) E_0^2 / 2, \quad \delta = (\alpha_{155} + \alpha_{144}) E_0^2 / 2,$$

$$\bar{B} = \eta_{44} + (\beta_{155} + \beta_{144}) E_0^2 / 2, \quad \chi = (\beta_{155} + \beta_{144}) E_0^2 / 2,$$

где α , β – тензоры, посредством которых учитывается электрострикционное воздействие поля $\vec{E}$ на упругие постоянные и вязкость среды:

$$\Delta \Lambda_{ijkl} = \alpha_{mijkl} E_m E_n; \quad \Delta B_{ijkl} = \beta_{mijkl} E_m E_n.$$

Используя методику, предложенную в [260, 280], будем искать решения уравнения движения (6.6) в виде связанных между собой плоских монохроматических волн

$$\vec{U} = \{A_+ \vec{n}_+ \exp[-i(\omega - \Omega)t] + A_- \vec{n}_- \exp[-i(\omega + \Omega)t]\} \exp[ik(\omega)z], \quad (6.9)$$

имеющих одинаковые волновые числа $k(\omega)$, противоположные циркулярные поляризации, задаваемые векторами $\vec{n}_{\pm} = (\vec{a} \mp i\vec{b}) / \sqrt{2}$, где $\vec{a}$ и $\vec{b}$ – орты лабораторной декартовой системы координат, и различные частоты $\omega \pm \Omega$. Упругие волны в кристалле с вращающейся структурой (6.9) существенно зависят от значения величины ω , определяемой частотой и поляризацией падающей акустической волны.

Рассмотрим случай, когда на границе кристалла при $z = 0$ возбуждается циркулярно поляризованная ультразвуковая волна

$$\vec{u}_e = u_0 \vec{n}_- \exp[-i\omega_0 t], \quad (6.10)$$

вектор упругого смещения которой имеет такое же направление вращения с течением времени, как и внешнее электрическое поле. Вследствие непрерывности вектора упругого смещения на границе кристалла падающая волна возбуждает в кристалле в первую очередь волну с такими же поляризацией и частотой, описываемую вторым слагаемым в (6.9). Следовательно,

$$\omega_0 = \omega + \Omega, \quad (6.11)$$

и собственную акустическую моду кристалла (6.9.) можно записать в виде:

$$\vec{u} = \{A_- \vec{n}_- \exp[-i\omega_0 t] + A_+ \vec{n}_+ \exp[i(\omega_0 - 2\Omega)t]\} \exp[ik(\omega_0 - \Omega)z]. \quad (6.12)$$

Наибольший интерес представляет случай

$$\omega_0 = \Omega, \quad (6.13)$$

когда падающая волна совпадает с внешним электрическим полем не только по направлению вращения, но и по частоте. Тогда

$$\vec{u} = \{A_- \vec{n}_- \exp[-i\Omega t] + A_+ \vec{n}_+ \exp[i\Omega t]\} \exp[ik(0)z], \quad (6.14)$$

то есть собственная мода кристалла состоит из двух связанных между собой циркулярно поляризованных волн, распространяющихся в противоположных направлениях и имеющих одинаковые частоты. Поскольку поляризация определяется в зависимости от направления распространения волны, то циркулярные составляющие собственной волны кристалла имеют фактически одинаковые поляризации. Если частота падающей волны ω_0 незначительно отличается от частоты вращающегося электрического поля Ω , то связанные волны (6.12) имеют противоположные направления распространения, одинаковые поляризации и близкие частоты ω_0 и $2\Omega - \omega_0$.

Как следует из рисунка 6.4, коэффициент связи между циркулярными составляющими собственной акустической моды кристалла (6.12.) максимален в условиях резонанса (6.13) и убывает при удалении частоты падающей волны от частоты вращающегося электрического поля. О наличии резонансного взаимодействия ультразвука и вращающегося электрического поля при условии (6.13) свидетельствует также сильная частотная дисперсия волновых чисел собственных акустических мод кристалла в окрестности точки (рисунки 6.2, 6.3)

$$\omega = 0. \quad (6.15)$$

Если частота ультразвука значительно отличается от частоты вращающегося электрического поля, то резонансного взаимодействия не

наблюдается. В этом случае падающая волна (6.10) возбуждает в кристалле преимущественно одну циркулярно поляризованную волну, характеризуемую вектором поляризации $\vec{n}_-$ и волновым числом $k_2(\omega_0 - \Omega)$. В этом частотном режиме при падении на кристалл линейно поляризованной волны возможен поворот плоскости поляризации ультразвука в кристалле, как будет показано далее, в разделе 6.3.

Рассмотрим также ситуацию, когда на границе кристалла при $z = 0$ возбуждается круговая акустическая волна

$$\vec{u}_e = u_0 \vec{n}_+ \exp[-i\omega_0 t], \quad (6.16)$$

вектор упругого смещения которой вращается с течением времени в направлении, противоположном направлению вращения вектора напряжённости внешнего электрического поля. Из условия непрерывности вектора упругого смещения на границе кристалла следует, что падающая волна (6.16) возбуждает в кристалле в первую очередь волну с такой же поляризацией, описываемую первым слагаемым в (6.9). Частота ультразвука на границе измениться не может, поэтому

$$\omega_0 = \omega - \Omega. \quad (6.17)$$

При любых положительных значениях величин Ω и ω_0 условие резонанса (6.15) не удовлетворяется, т.е. резонансное взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем для рассматриваемой поляризации падающей волны не имеет места ни при каких частотах. Волна в кристалле имеет волновое число $k_2(\omega_0 + \Omega)$ и круговую поляризацию, задаваемую вектором $\vec{n}_+$.

Если частота ультразвука удовлетворяет неравенству

$$4\Omega^2 \ll \delta^2 \omega_0^2, \quad (6.18)$$

то собственная акустическая мода кристалла (6.9) также представляет собой две циркулярно поляризованные волны с коэффициентом связи, близким к единице [260]. Однако в этом случае преобразования энергии электрического поля в энергию ультразвука не происходит. Следовательно, не имеют места генерация обращенной и усиление прошедшей волн. При таком нерезонансном взаимодействии выполняется условие $\omega \gg \Omega$, и связанные волны распространяются в кристалле в одном направлении, что приводит к одновременному преобразованию частоты и поляризации ультразвука. При определенной толщине кристалла возбуждаемая на границе циркулярно поляризованная волна преобразуется на выходе из кристалла в волну с противоположной поляризацией и частотой $\omega_0 \pm 2\Omega$.

Подставляя выражение (6.9) в уравнение (6.6) и учитывая явный вид тензоров (6.7) и (6.8), получим следующую систему линейных однородных уравнений:

$$\begin{aligned} [\rho(\omega-\Omega)^2 - k^2[\bar{\Lambda} - i\bar{B}(\omega-\Omega)]]A_+ - k^2[\delta - i\chi(\omega+\Omega)]A_- &= 0, \\ -k^2[\delta - i\chi(\omega-\Omega)]A_+ + [\rho(\omega+\Omega)^2 - k^2[\bar{\Lambda} - i\bar{B}(\omega+\Omega)]]A_- &= 0. \end{aligned} \quad (6.19)$$

Приравнявая нулю определитель системы (6.19), найдём волновые числа

$$k_{1,2}(\omega) = \sqrt{\rho \frac{A_1\omega_2^2 \pm A_2\omega_1^2 + \sqrt{(A_1\omega_2^2 - A_2\omega_1^2)^2 + 4X_1X_2\omega_1^2\omega_2^2}}{2(A_1A_2 - X_1X_2)}}, \quad (6.20)$$

$$k_{3,4}(\omega) = -k_{2,1}(\omega)$$

и отношение амплитуд циркулярно поляризованных компонент собственных мод (6.9) акустического поля

$$\xi_{1,2}(\omega) = \xi_{3,4}(\omega) = \frac{A_-}{A_+} = \frac{\rho\omega_2^2 - k_{1,2}^2(\omega)A_2}{k_{1,2}^2(\omega)X_1}. \quad (6.21)$$

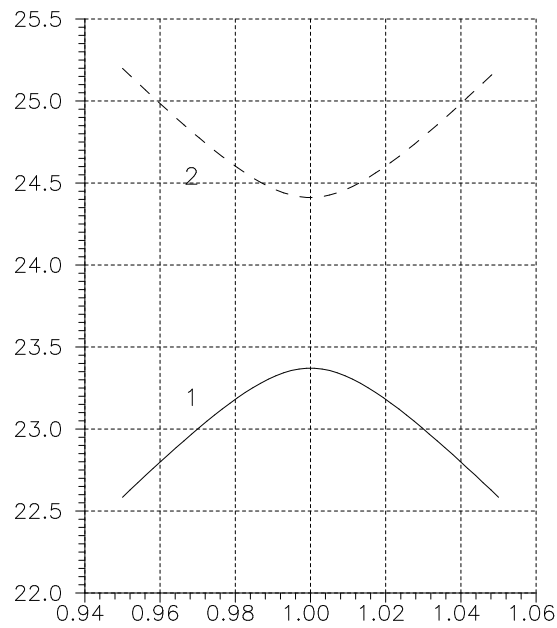
В выражениях (6.20), (6.21) использованы следующие обозначения:

$$A_1 = \bar{\Lambda} - i\bar{B}\omega_1, \quad X_1 = \delta - i\chi\omega_1, \quad \omega_1 = \omega + \Omega,$$

$$A_2 = \bar{\Lambda} - i\bar{B}\omega_2, \quad X_2 = \delta - i\chi\omega_2, \quad \omega_2 = \omega - \Omega.$$

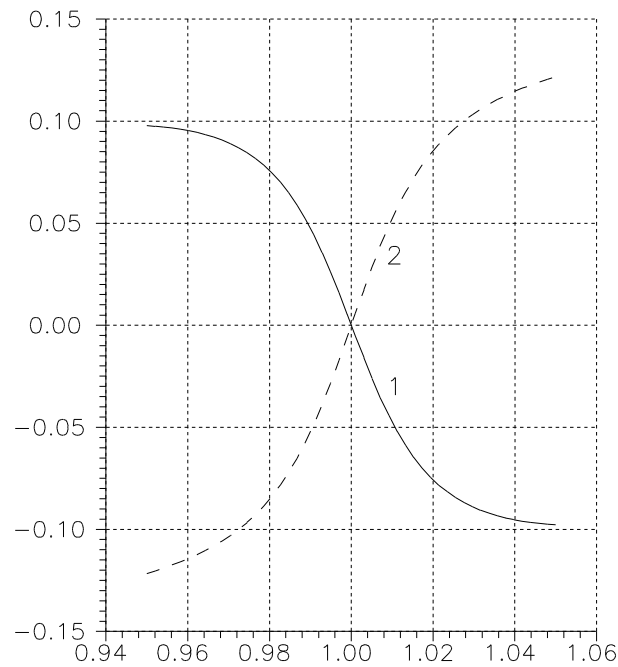
Величины ξ_k ($k = 1, 2$) характеризуют коэффициент связи между циркулярными волнами, образующими собственную моду акустического поля. В дальнейшем для краткости будем называть величины ξ_k эллиптичностью собственных акустических мод. Основанием для использования такого термина является то обстоятельство, что величины ξ_k действительно равны эллиптиностям собственных волн акустического поля, если рассматривать эти волны во вращающейся системе координат. В такой системе координат, сопровождающей внешнее электрическое поле, собственные акустические моды (6.9) представляют собой плоские монохроматические волны с частотой ω , волновым числом $k(\omega)$ и эллиптичностью $\xi(\omega)$.

На рисунках 6.2–6.5 представлены графики зависимости действительной и мнимой частей волнового числа (6.20) и эллиптичности (6.21) собственных мод акустического поля от частоты ультразвука. Указанные зависимости рассчитаны с учётом следующих значений параметров, характерных для керамик на основе титаната бария [281–283]: $\bar{\Lambda} = 10^{12}$ дин/см²; $\delta = -4,465 \cdot 10^{10}$ дин/см²; $\bar{B} = 1000$ ед. СГС; $\chi = 50$ ед. СГС; $\rho = 5,7$ г/см³, $\Omega = 10^7$ рад/с, $E_0 = 13,343$ ед. СГС (4 кВ/см).

$\text{Re } k, \text{ см}^{-1}$

 $\omega_0, \times 10^7 \text{ рад/с}$

1 — $\text{Re } k_1$; 2 — $\text{Re } k_2$; $\Omega = 10^7 \text{ рад/с}$

Рисунок 6.2. — Зависимость действительной части волнового числа собственных мод акустического поля от частоты падающей волны

 $\text{Im } k, \text{ см}^{-1}$

 $\omega_0, \times 10^7 \text{ рад/с}$

1 — $\text{Im } k_1$; 2 — $\text{Im } k_2$; $\Omega = 10^7 \text{ рад/с}$

Рисунок 6.3. — Зависимость мнимой части волнового числа собственных мод акустического поля от частоты падающей волны

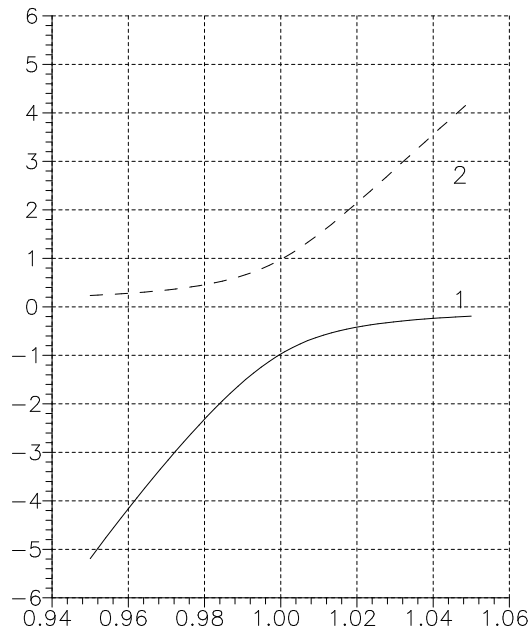
Re ξ  $\omega_0, \times 10^7$ рад/с1 – Re ξ_1 ; 2 – Re ξ_2 ; $\Omega=10^7$ рад/с

Рисунок 6.4. – Зависимость действительной части эллиптичности собственных мод акустического поля от частоты падающей волны

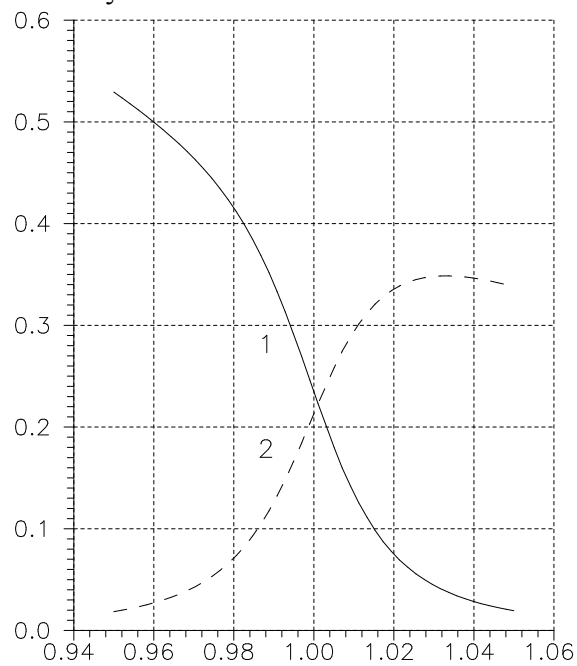
Im ξ  $\omega_0, \times 10^7$ рад/с1 – Im ξ_1 ; 2 – Im ξ_2 ; $\Omega=10^7$ рад/с

Рисунок 6.5. – Зависимость мнимой части эллиптичности собственных мод акустического поля от частоты падающей волны

Как видно на рисунке 6.2, волновые числа k_1 и k_2 , соответствующие собственным акустическим модам, которые возбуждаются в кристалле ультразвуковой волной, распространяющейся в положительном направлении оси OZ , имеют положительные действительные части. Волновые числа k_3 и k_4 имеют отрицательные действительные части и соответствуют волнам, отражённым от границы кристалла при $z = L$.

6.3 Поворот плоскости поляризации ультразвука в кристалле во вращающемся электрическом поле

Если частота ω линейно поляризованной акустической волны, падающей на кристалл во вращающемся электрическом поле, удовлетворяет неравенству

$$\delta^2 \omega_0^2 (\omega_0 - 2\Omega) \ll 4 \bar{\Lambda}^2 \Omega^2 (\omega_0 - \Omega)^2, \quad (6.22)$$

то собственные моды кристалла циркулярно поляризованы. На выходе из кристалла акустическая волна остаётся линейно поляризованной, но в результате взаимодействия с кристаллом происходит поворот плоскости поляризации ультразвука на угол

$$\Phi = \frac{k_1(\omega_0 + \Omega) - k_1(\omega_0 - \Omega)}{2} = -\sqrt{\rho \frac{\omega_0^4 \delta^2 L}{8 \bar{\Lambda}^{5/2} \Omega (\omega_0^2 - \Omega^2)}}, \quad (6.23)$$

где L – толщина кристалла. После произведения в (6.23) формальной замены $\Omega \rightarrow q\sqrt{\bar{\Lambda}}/\rho$ данное выражение (6.23) преобразуется в формулу для вращательной способности пьезокерамического цилиндра, на боковую поверхность которого нанесена пара ленточно-спиральных электродов с периодом $P = 2\pi/q$ [259]. Следовательно, гиротропные свойства кристалла с пространственно-однородной вращающейся акустической анизотропией аналогичны гиротропным свойствам кристалла, помещенного в стационарное спирально-неоднородное электрическое поле. В работах [281, 282] содержится информация о том, что при увеличении напряжённости электрического поля от нуля до величины порядка 10 кВ/см относительное изменение скорости упругих волн в центросимметричной сегнетокерамике достигает нескольких процентов. Зависимость удельного вращения плоскости поляризации $\vartheta = \Phi/L$ от частоты ультразвука ω_0 , рассчитанная при тех же числовых значениях параметров, приведена на рисунке 6.6.

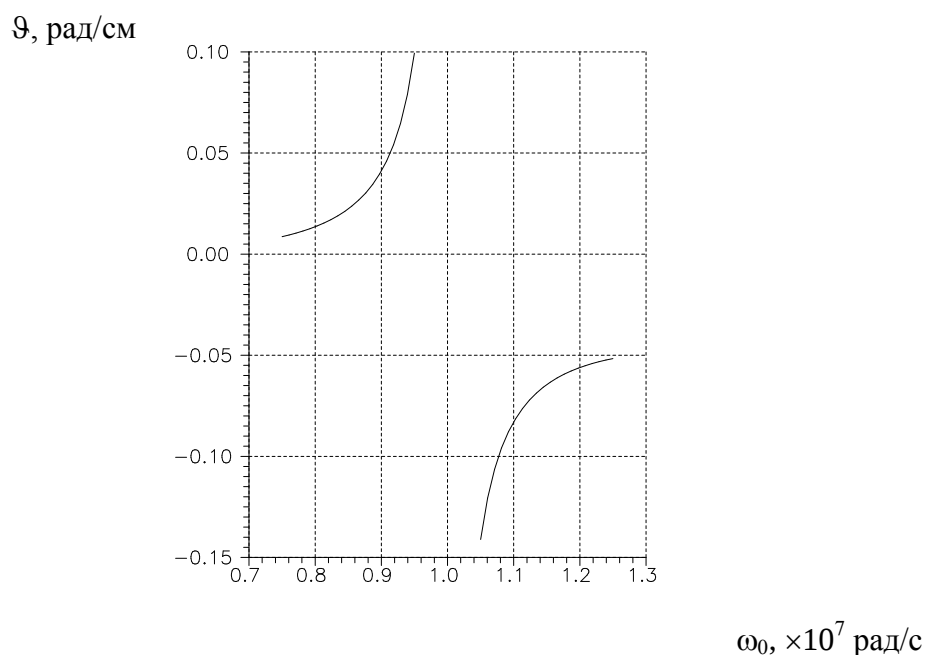


Рисунок 6.6. – Зависимость удельного вращения плоскости поляризации ультразвука от частоты, рассчитанная при $\Omega=10^7$ рад/с

Удельное вращение плоскости поляризации в кристалле LiNbO_3 достигает приблизительно $0,8 \text{ м}^{-1}$ при $\delta \sim 10^8 \text{ Н/м}^2$.

6.4 Подавление поглощения ультразвука вращающимся электрическим полем

Как уже отмечалось в начальной части настоящей главы, при распространении электромагнитного поля в пространственно-периодических средах возможно подавление или частичное ослабление поглощения энергии поля [284]. Явление аномально слабого поглощения проявляется в условиях резонансного взаимодействия электромагнитных волн с пространственно-периодической структурой кристалла. В работах [276, 285] исследована возможность уменьшения коэффициента поглощения электромагнитных волн также при их распространении в кристалле с нестационарной одноосной структурой, индуцированной вращающимся электрическим полем. Показано, что в таких кристаллах может иметь место эффект ослабления поглощения, аналогичный эффекту Бормана для рентгеновских лучей, а также эффекту подавления поглощения света в ХЖК. Рассматриваемый эффект имеет поляризационную природу и не является следствием только перекачки энергии от воздействующего поля к пробной волне. Анализ показал, что максимум коэффициента отражения смещается относительно резонансной

частоты в ту область спектра, где поле в кристалле поляризовано преимущественно перпендикулярно осциллятору поглощения. Эффект ослабления поглощения (эффект Бормана) имеет место не только при периодическом расположении центров поглощения в пространстве, но и при вращении поглощающих осцилляторов с течением времени с постоянной угловой скоростью.

В настоящем разделе исследуется эффект подавления поглощения акустических волн при их резонансном взаимодействии с вращающимся электрическим полем в кристаллах, характеризующихся аномально высокой диэлектрической проницаемостью. Установлено, что названное явление обусловлено структурой акустического поля, собственные моды которого во вращающейся системе координат, сопровождающей электрическое поле, имеют вид стоячих волн.

В целях решения уравнения движения (6.6) введём вектор

$$\vec{u}' = \tilde{U}(t) \vec{u}, \quad (6.24)$$

характеризующий упругое смещение частиц среды во вращающейся системе координат, сопровождающей поворот внешнего электрического поля (6.1). В данной системе координат, в отличие от лабораторной, тензоры упругих постоянных (6.7) и вязкости среды (6.8) не зависят от времени. Поэтому можно искать решения уравнения движения в виде плоских монохроматических волн

$$\vec{u}' = \vec{u}'_0 \exp[ik(\omega')z - i\omega't], \quad (6.25)$$

характеризующихся частотой ω' и волновым числом $k(\omega')$. В лабораторной системе координат вектор смещения волны (6.25) представим в форме, аналогичной (6.9):

$$\vec{u} = U(t) \vec{u}' = \{A_+ \vec{n}_+ \exp[-i(\omega' - \Omega)t] + A_- \vec{n}_- \exp[-i(\omega' + \Omega)t]\} \exp[ik(\omega')z].$$

Используя связь (6.24) между векторами $\vec{u}$ и $\vec{u}'$ и соотношения

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} U(t) \vec{u}' &= U(t) (\Omega \vec{c}^\times - i\omega') \vec{u}', \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} U(t) \vec{u}' &= U(t) (\Omega^2 \vec{c}^\times \vec{c}^\times - 2i\omega'\Omega \vec{c}^\times - \omega'^2) \vec{u}', \end{aligned}$$

уравнение движения (6.6) можно записать во вращающейся системе координат в следующем виде:

$$\{\rho[\Omega^2(\vec{c} \cdot \vec{c} - 1) - 2i\omega'\Omega \vec{c}^\times - \omega'^2] + k^2[\bar{\lambda} + \bar{\nu}(\Omega \vec{c}^\times - i\omega')]\} \vec{u}' = 0. \quad (6.26)$$

Точкой, расположенной между векторами, обозначено их прямое (диадное) произведение.

Рассмотрим частный случай, когда на границе кристалла при $z = 0$ возбуждается циркулярно поляризованная акустическая волна

$$\vec{u}_e = u_0 \vec{n}_- \exp[-i\omega_0 t], \quad (6.27)$$

вектор упругого смещения которой имеет такое же направление вращения во времени, как и вектор напряжённости внешнего электрического поля. Из условия непрерывности вектора $\vec{u}$ на границе следует равенство $\omega_0 = \omega' + \Omega$, из которого легко найти $\omega' = \omega_0 - \Omega$. Если частота ультразвука ω_0 совпадает с частотой электрического поля Ω (резонансное взаимодействие), то $\omega' = 0$, и собственные моды (6.25) акустического поля имеют вид стоячих волн. При этом для компонент вектора смещения $\vec{u}'$ упругой волны во вращающейся системе координат из векторного уравнения (6.26) следует однородная система алгебраических линейных уравнений:

$$\begin{aligned} [\rho\Omega^2 - k^2(\bar{\Lambda} + \delta)]u'_x + k^2\Omega(\bar{B} + \chi)u'_y &= 0, \\ k^2\Omega(\bar{B} - \chi)u'_x - [\rho\Omega^2 - k^2(\bar{\Lambda} - \delta)]u'_y &= 0. \end{aligned} \quad (6.28)$$

Приравнявая нулю определитель системы (6.28), получим выражения для волновых чисел собственных мод акустического поля (6.25):

$$k_{1,2}(0) = \sqrt{\frac{\rho\Omega^2\bar{\Lambda} \pm \sqrt{\rho^2\Omega^4(\delta^2 - (\bar{B}^2 - \chi^2)\Omega^2)}}{\bar{\Lambda} - \delta^2 + (\bar{B}^2 - \chi^2)\Omega^2}}. \quad (6.29)$$

Вращающееся электрическое поле может привести к значительному изменению акустических свойств кристалла с аномально высокой диэлектрической проницаемостью. Как следует из выражения (6.29), при возрастании анизотропии тензора упругих постоянных δ и анизотропии тензора вязкости χ , индуцированных электрическим полем, мнимые части волновых чисел монотонно убывают до нуля. Начиная с пороговых значений параметров δ и χ , определяемых условием

$$\delta^2 + \chi^2\Omega^2 = \bar{B}^2\Omega^2, \quad (6.30)$$

волновые числа (6.29) становятся действительными, и собственные акустические моды кристалла не затухают в нём. В соответствии с условием (6.30) пороговое значение напряжённости вращающегося электрического поля связано с параметрами кристалла следующим образом:

$$E_{nop}^2 = \frac{2\eta_{44}\Omega(\sqrt{(\alpha_{155} - \alpha_{144})^2 + \Omega^2(\beta_{155} - \beta_{144})^2} + \Omega(\beta_{155} + \beta_{144}))}{(\alpha_{155} - \alpha_{144})^2 - 4\Omega^2\beta_{155}\beta_{144}}.$$

Если частота ультразвука ω_0 отличается от частоты электрического поля Ω , то волновые числа (6.29) являются комплексными при любой напряжённости электрического поля. Как установлено в результате численной оценки, для

кристалла с аномально высокой диэлектрической проницаемостью выполнение порогового условия (6.30) достигается при напряжённости электрического поля порядка нескольких киловольт на сантиметр.

Из системы уравнений (6.28) можно определить также эллиптичность $\gamma = -iu'_y/u'_x$ собственных акустических волн (6.25):

$$\gamma_1 = i \frac{(\bar{B} - \chi)\Omega k_1^2}{(\bar{A} - \delta)k_1^2 - \rho\Omega^2}, \quad \gamma_2 = -i \frac{(\bar{A} + \delta)k_2^2 - \rho\Omega^2}{(\bar{B} + \chi)k_2^2\Omega}. \quad (6.31)$$

Если напряженность электрического поля превышает пороговое значение, то эллиптичности (6.31) являются чисто мнимыми, и собственные моды акустического поля поляризованы линейно и взаимно ортогонально. При пороговом условии имеем $\gamma_{1,2} = \pm i$, а по мере возрастания напряженности электрического поля азимут поляризации собственных волн изменяется: $\gamma_1 \rightarrow \infty$, $\gamma_2 \rightarrow 0$.

Следовательно, в случае взаимодействия циркулярно поляризованной акустической волны (6.27) с вращающимся электрическим полем в кристаллах с аномально высокой диэлектрической проницаемостью возможен эффект подавления поглощения ультразвука. При этом во вращающейся системе координат, сопровождающей электрическое поле, собственные акустические моды кристалла являются стоячими волнами. Последние имеют взаимно ортогональную линейную поляризацию и действительные волновые числа, вследствие чего не затухают в кристалле.

6.5 Граничные задачи в акустике кристаллов с вращающейся анизотропией упругих свойств

6.5.1. Усиление и фазовое сопряжение ультразвука без учета отражения от границ кристалла

В результате взаимодействия возбуждаемого в кристалле ультразвука (6.27) с вращающимся электрическим полем, напряжённость которого превышает пороговое значение, могут иметь место усиление прошедшей волны и генерация обращённой волны [260]. Векторы упругого смещения этих волн на границах кристалла (соответственно при $z = L$ и $z = 0$) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \vec{u}_\tau &= u_\tau^- \vec{n}_- \exp[-i\omega_0 t + ik_0 L], \\ \vec{u}_c &= u_c^+ \vec{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t]. \end{aligned} \quad (6.32)$$

Обе волны (6.32) являются циркулярно поляризованными, причём их векторы упругого смещения в любой момент времени имеют такое же

направление вращения, как и вектор напряжённости электрического поля. Кроме того, так как $\omega \approx \Omega$, то $\omega - 2\Omega < 0$.

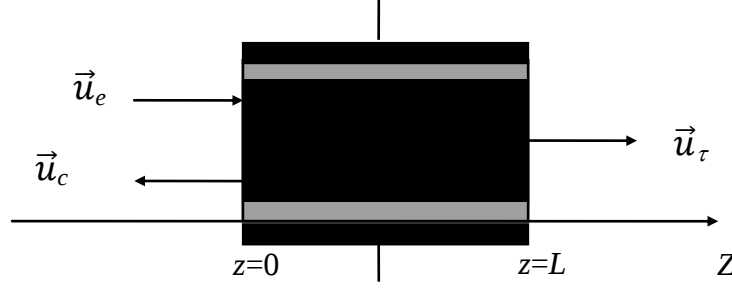


Рисунок 6.7. – Геометрическая схема задачи

Пренебрегая отражением ультразвука от границ, представим акустическое поле внутри кристалла в виде суммы двух собственных мод с положительными волновыми числами k_1 и k_2 :

$$\vec{u} = \sum_{m=1}^2 A_m \{ \vec{n}_- \exp[-i\omega_0 t] + \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) \vec{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t] \} \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)z]. \quad (6.33)$$

Учитывая условие непрерывности векторов упругого смещения (6.27), (6.32), (6.33) на границах кристалла, получим систему уравнений:

$$\sum_{m=1}^2 A_m = u_0, \quad \sum_{m=1}^2 A_m \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)L] = 0, \\ \sum_{m=1}^2 A_m \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)L] = u_\tau^- \exp[ik_0 L], \quad \sum_{m=1}^2 A_m \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) = u_c^+,$$

решения которой определяют амплитуды собственных мод акустического поля

$$A_1 = u_0 / \{ 1 - [\xi_2(\omega_0 - \Omega) / \xi_1(\omega_0 - \Omega)] \exp[i(k_2(\omega_0 - \Omega) - k_1(\omega_0 - \Omega))L] \}, \quad (6.34)$$

$$A_2 = -A_1 [\xi_2(\omega_0 - \Omega) / \xi_1(\omega_0 - \Omega)] \exp[i(k_2(\omega_0 - \Omega) - k_1(\omega_0 - \Omega))L]$$

и амплитуды прошедшей и обращённой волн

$$u_\tau^- = \Delta^{-1} u_0 \exp[ik_0 L] \{ \xi_1(\omega_0 - \Omega) - \xi_2(\omega_0 - \Omega) \} \exp[i(k_1(\omega_0 - \Omega) + k_2(\omega_0 - \Omega))L], \quad (6.35)$$

$$u_c^+ = \Delta^{-1} u_0 \{ \exp[ik_2(\omega_0 - \Omega)L] - \exp[ik_1(\omega_0 - \Omega)L] \},$$

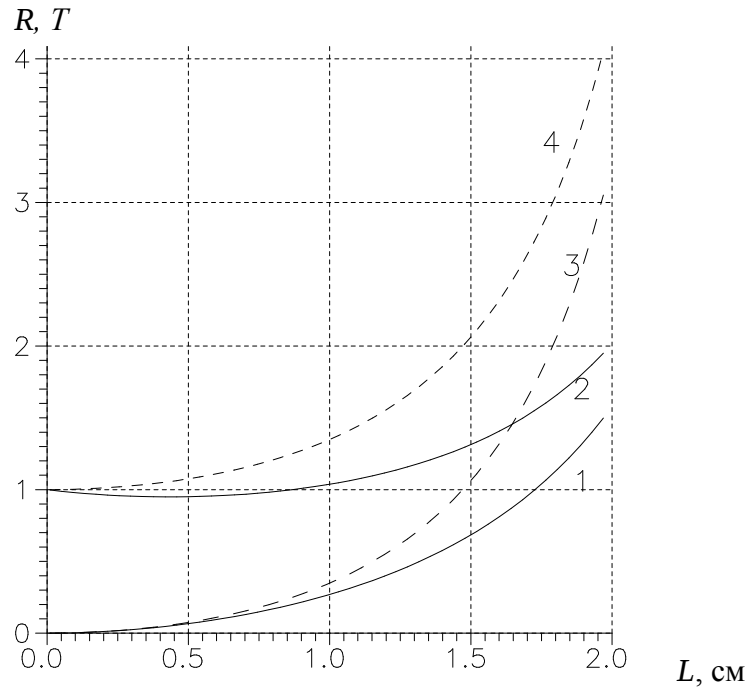
где

$$\Delta = \xi_1(\omega_0 - \Omega) \exp[ik_2(\omega_0 - \Omega)L] - \xi_2(\omega_0 - \Omega) \exp[ik_1(\omega_0 - \Omega)L]. \quad (6.36)$$

Анализируя выражения (6.34) убеждаемся, что даже при действительных волновых числах $k_1(\omega_0 - \Omega)$ и $k_2(\omega_0 - \Omega)$ амплитуды мод A_1 и A_2 зависят от Δk и L .

На рисунках 6.8–6.10 приведены графики зависимостей коэффициента прохождения $T = |u_\tau^-|^2 / |u_0|^2$ и коэффициента отражения $R = |u_c^+|^2 / |u_0|^2$ от толщины кристалла L в условиях резонансного взаимодействия ($\omega_0 = \Omega$), а на рисунке 6.11 – от частоты вблизи резонанса. При расчётах использованы те

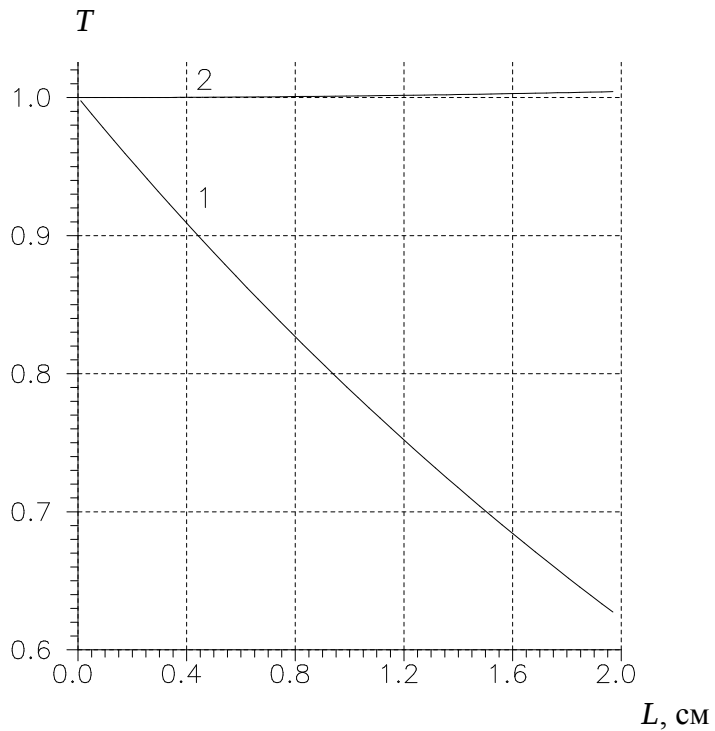
же числовые значения параметров керамики на основе BaTiO_3 , что и в разделе 6.3.



1, 3 – R ; 2, 4 – T ;

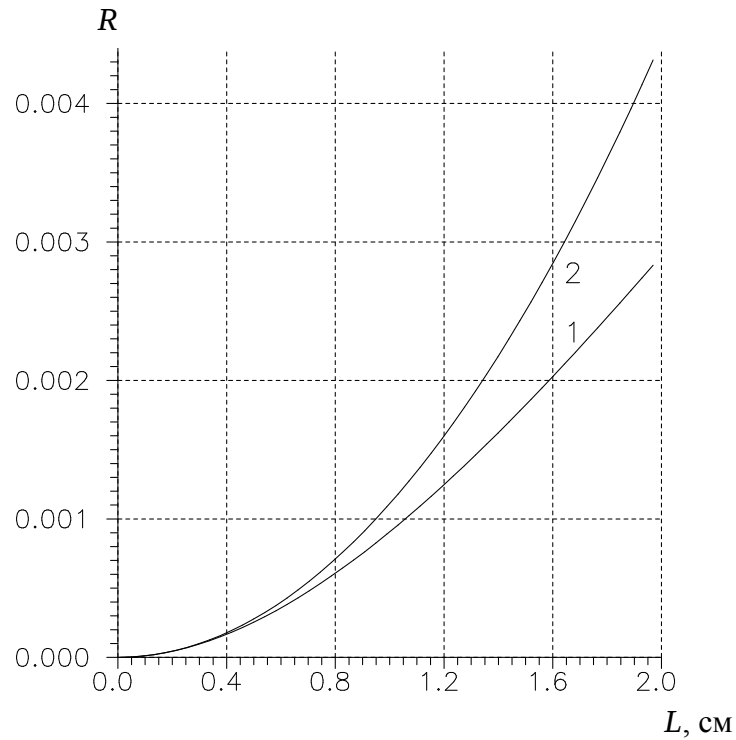
1, 2 – $\bar{B} = 1000$ ед. СГС, $\chi = 50$ ед. СГС; 3, 4 – без учёта вязкости среды

Рисунок 6.8. – Зависимость коэффициента прохождения T и коэффициента отражения R от толщины кристалла L при $E_0 = 13,343$ ед. СГС (4 кВ/см) $> E_{\text{пор}}$



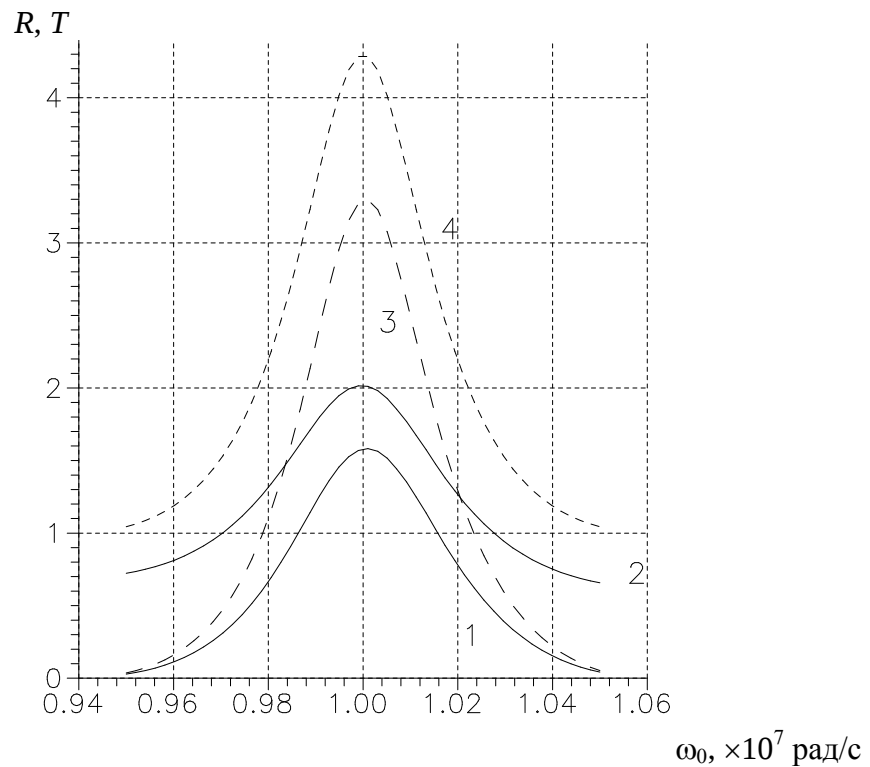
1 – $\bar{B} = 1000$ ед. СГС, $\chi = 50$ ед. СГС; 2 – без учёта вязкости среды

Рисунок 6.9. – Зависимость коэффициента прохождения T от толщины кристалла L при $E_0 = 3,336$ ед. СГС (1 кВ/см) $< E_{\text{пор}}$



1 – $\bar{B} = 1000$ ед. СГС, $\chi = 50$ ед. СГС; 2 – без учета вязкости среды.

Рисунок 6.10. – Зависимость коэффициента отражения R от толщины кристалла L при $E_0 = 3,336$ ед. СГС (1 кВ/см) $< E_{\text{пор}}$



$L = 2 \text{ см}$; $\Omega = 10^7 \text{ рад/с}$; 1, 3 – R ; 2, 4 – T ;

1, 2 – $\bar{B} = 1000$ ед. СГС, $\chi = 50$ ед. СГС;

3, 4 – без учёта вязкости среды

Рисунок 6.11. – Зависимость коэффициента прохождения T и коэффициента отражения R от частоты падающей волны

Как показывают численные оценки, для параметров, характеризующих линейный электроакустический эффект в LiNbO_3 , $\bar{A} = 0,595 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$, $L = 0,04 \text{ м}$, $E_0 = 10^6 \text{ В/м}$, $e_{145} = 20,3 \text{ Кл/м}^2$, $\rho = 4,628 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\Omega = 120 \cdot 10^6 \text{ рад/с}$ [286,287], относительная интенсивность отраженной волны принимает значения порядка 10^{-2} . Это позволяет сделать вывод о предпочтительности практического использования сегнетокерамик для усиления прошедшей и генерации отраженной акустической волны во вращающемся электрическом поле.

6.5.2 Вращение главной оси эллипса поляризации ультразвука в резонансной области

Применение полученной в разделе 6.3 формулы (6.23) для угла поворота плоскости поляризации ультразвука существенно ограничено, так как она не описывает гиротропные свойства кристалла во вращающемся электрическом поле вблизи области резонансного взаимодействия. В результате решения граничной задачи этот недостаток может быть устранен.

Пусть на границе кристалла возбуждается линейно поляризованная ультразвуковая волна, частота которой ω_0 близка к частоте вращающегося электрического поля Ω , а вектор упругого смещения изменяется по закону

$$\vec{u}_e = u_0(\vec{n}_+ + \vec{n}_-) \exp[-i\omega_0 t + ik_0 z].$$

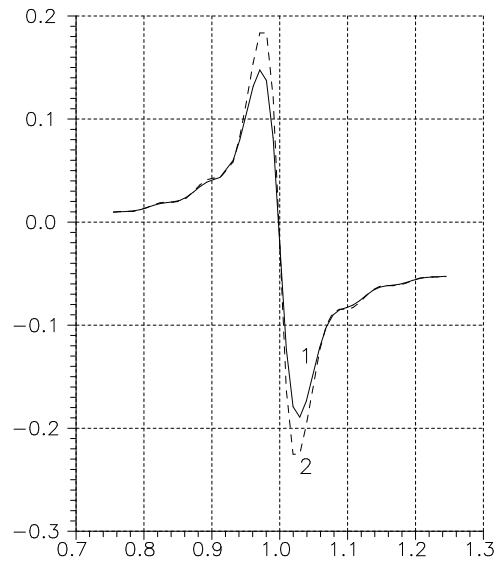
Циркулярная составляющая, вектор упругого смещения которой вращается с течением времени в противоположную сторону относительно электрического поля, не испытывает воздействия индуцированной нестационарной анизотропии тензора упругих постоянных. Вследствие резонансного взаимодействия другой циркулярной составляющей с электрическим полем акустическая волна на выходе из кристалла становится эллиптически поляризованной

$$\vec{u}_\tau = (u_\tau^+ \vec{n}_+ + u_\tau^- \vec{n}_-) \exp[-i\omega_0 t + ik_0 z].$$

Угол поворота главной оси эллипса поляризации прошедшей волны

$$\Phi = (\phi_+ - \phi_-)/2, \quad (6.37)$$

определяется разностью фаз компонент u_τ^+ и u_τ^- , где ϕ_- — фаза прошедшей волны (6.32), ϕ_+ — фаза волны с противоположной циркулярной поляризацией на выходе из кристалла. Зависимость угла поворота Φ от частоты ультразвука, а также от частоты и толщины кристалла иллюстрирована на рисунках 6.12 и 6.13.

Φ , рад $\omega_0, \times 10^7$ рад/с $L = 2$ см; $\Omega = 10^7$ рад/с;

1, 2 – с учётом и без учёта вязкости соответственно

Рисунок 6.12. – Зависимость угла поворота азимута поляризации для акустической волны от частоты падающего излучения

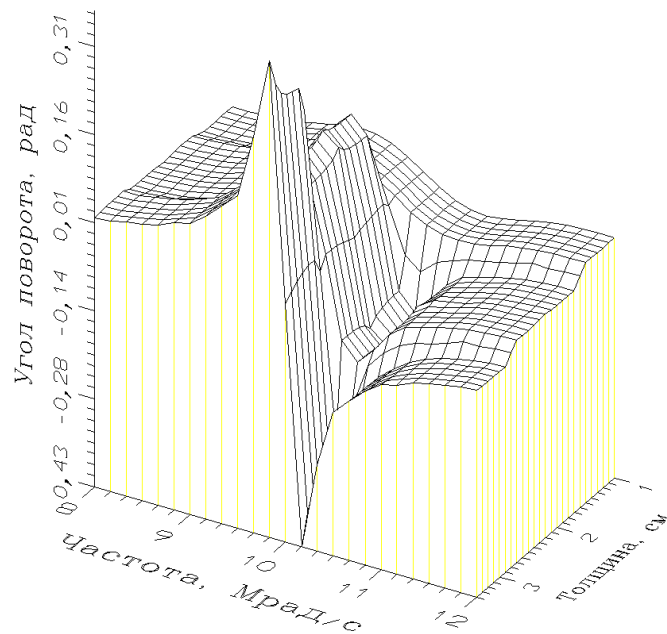


Рисунок 6.13. – Зависимость угла поворота азимута поляризации для акустической волны от частоты падающего излучения и толщины кристалла, рассчитанная при $\Omega = 10^7$ рад/с

Анализируя зависимости, изображённые на указанных рисунках, видим, что угол поворота главной оси эллипса поляризации обращается в нуль в

случае совпадения частоты ω_0 падающей волны и частоты Ω вращающегося электрического поля, и функция $\Phi(\omega_0)$ является нечетной относительно резонансной частоты Ω .

6.5.3 Влияние границ кристалла на взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем

В предыдущих разделах определены волновые числа и эллиптичности собственных акустических волн с учётом вязкости среды, исследованы гиротропные свойства кристалла, найдены интенсивности прошедшей и отражённой волн. Однако эти расчёты выполнены в рамках так называемого двухволнового приближения, в котором пренебрегают акустическими волнами, отражёнными от границ кристалла.

В настоящем разделе взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем в веществах с аномально высоким значением диэлектрической проницаемости исследуется на основе точного решения граничной задачи. При этом учитываются все четыре моды акустического поля, и, следовательно, принято во внимание отражение ультразвука от границ кристалла.

Рассмотрим кристалл с сильной деформационной зависимостью диэлектрической проницаемости (например, centrosymmetric сегнетокерамику на основе титаната бария или титаната стронция), помещенный во вращающееся электрическое поле. На плоскую границу кристалла падает циркулярно поляризованная акустическая волна

$$\vec{u}_e = u_0 \vec{n}_- \exp[-i\omega_0 t + ik_0 z], \quad (6.38)$$

вектор упругого смещения которой имеет такое же направление вращения с течением времени, как и внешнее электрическое поле. Следуя [133], акустическое поле в кристалле можно представить в виде суперпозиции всех четырех собственных мод:

$$\vec{u} = \sum_{m=1}^4 A_m \{ \vec{n}_- \exp[-i\omega_0 t] + \xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega) \vec{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t] \} \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)z], \quad (6.39)$$

две из которых характеризуются положительными волновыми числами k_1, k_2 , две – отрицательными волновыми числами k_3, k_4 (6.20), а эллиптичность мод определяется по формуле (6.21).

В результате взаимодействия возбуждаемого в кристалле ультразвука с вращающимся электрическим полем, напряжённость которого превышает пороговое значение, возможны усиление прошедшей волны на частоте ω_0 и

генерация обращенной волны на частоте $2\Omega - \omega_0$. Векторы упругого смещения этих волн имеют следующий вид:

$$\vec{u}_r = u_r^- \vec{n}_- \exp[-i\omega_0 t + ik_0 z], \quad (6.40)$$

$$\vec{u}_c = u_c^+ \vec{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t + ik_0^c z]. \quad (6.41)$$

Кроме того, вследствие отражения ультразвука от границ кристалла в результирующее волновое поле могут вносить вклад также отражённая волна, частота которой ω_0 ,

$$\vec{u}_r = u_r^- \vec{n}_- \exp[-i\omega_0 t + ik_0 z] \quad (6.42)$$

и прошедшая волна, которой соответствует частота $2\Omega - \omega_0$,

$$\vec{u}_{cr} = u_{cr}^+ \vec{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t - ik_0^c z]. \quad (6.43)$$

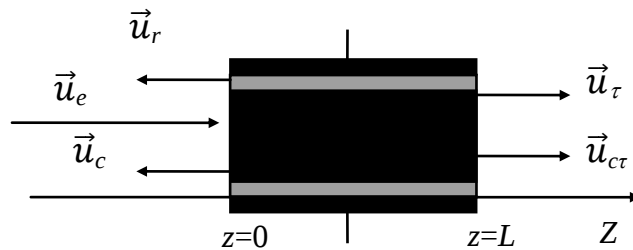


Рисунок 6.14. – Геометрическая схема граничной задачи, решаемой с учётом волн, отражённых от границ кристалла

Волновые числа в выражениях (6.38), (6.40) – (6.43) определяются по формулам

$$k_0 = \omega_0 \sqrt{\frac{\rho^0}{c^0 - i\eta^0 \omega_0}},$$

$$k_0^c = (2\Omega - \omega_0) \sqrt{\frac{\rho^0}{c^0 - i\eta^0 (2\Omega - \omega_0)}}$$

и зависят от частот волн, а также от плотности ρ^0 , упругости c^0 и вязкости η^0 среды, граничащей при $z = 0$ и $z = L$ с кристаллом, помещённым во вращающееся электрическое поле.

Применяя условие непрерывности векторов упругого смещения волн (6.38) – (6.43) на границах кристалла получим четыре уравнения:

$$\begin{aligned}
\sum_{m=1}^4 A_m &= u_0 + u_r^-, \\
\sum_{m=1}^4 A_m \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) &= u_c^+, \\
\sum_{m=1}^4 A_m \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] &= u_\tau^- \exp[ik_0 L], \\
\sum_{m=1}^4 A_m \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] &= u_{\text{сг}}^+ \exp[ik_0^c L].
\end{aligned} \tag{6.44}$$

С целью получения системы из восьми уравнений с восемью неизвестными необходимо потребовать также непрерывности компонент тензора напряжений σ на границах кристалла [278]. В результате вычисления тензора деформаций γ и использования обобщенного закона Гука [269] найдём

$$\begin{aligned}
\sigma_{i3} &= 2 \Lambda_{ik}(t) \gamma_{k3} + 2B_{ik}(t) \frac{\partial \gamma_{k3}}{\partial t} \quad (i = 1, 2), \\
\sigma_{33} &= 0.
\end{aligned} \tag{6.45}$$

Применяя условия непрерывности компонент тензора напряжений σ при $z = 0$ и $z = L$, получим следующие четыре уравнения:

$$\begin{aligned}
\sum_{m=1}^4 \{ (i\bar{\Lambda} + \bar{B} \omega_0) + [i\delta + \chi(\omega_0 - 2\Omega)] \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) \} k_m (\omega_0 - \Omega) A_m &= \\
&= k_0 (ic_{55}^0 + \eta_{55}^0 \omega_0) (u_0^- - u_r^-), \\
\sum_{m=1}^4 \{ (i\bar{\Lambda} + \bar{B} (\omega_0 - 2\Omega)) \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) + [i\delta + \chi \omega_0] \} k_m (\omega_0 - \Omega) A_m &= \\
&= k_0^c (ic_{55}^0 + \eta_{55}^0 (\omega_0 - 2\Omega)) u_c^+, \\
\sum_{m=1}^4 \{ (i\bar{\Lambda} + \bar{B} \omega_0) + [i\delta + \chi(\omega_0 - 2\Omega)] \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) \} k_m (\omega_0 - \Omega) A_m \times \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] &= \\
&= k_0 (ic_{55}^0 + \eta_{55}^0 \omega_0) \exp[ik_0 L] u_\tau^-, \\
\sum_{m=1}^4 \{ (i\bar{\Lambda} + \bar{B} (\omega_0 - 2\Omega)) \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) + [i\delta + \chi \omega_0] \} k_m (\omega_0 - \Omega) A_m \times \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] &= \\
&= -k_0^c (ic_{55}^0 + \eta_{55}^0 (\omega_0 - 2\Omega)) \exp[-ik_0^c L] u_{\text{сг}}^+,
\end{aligned} \tag{6.46}$$

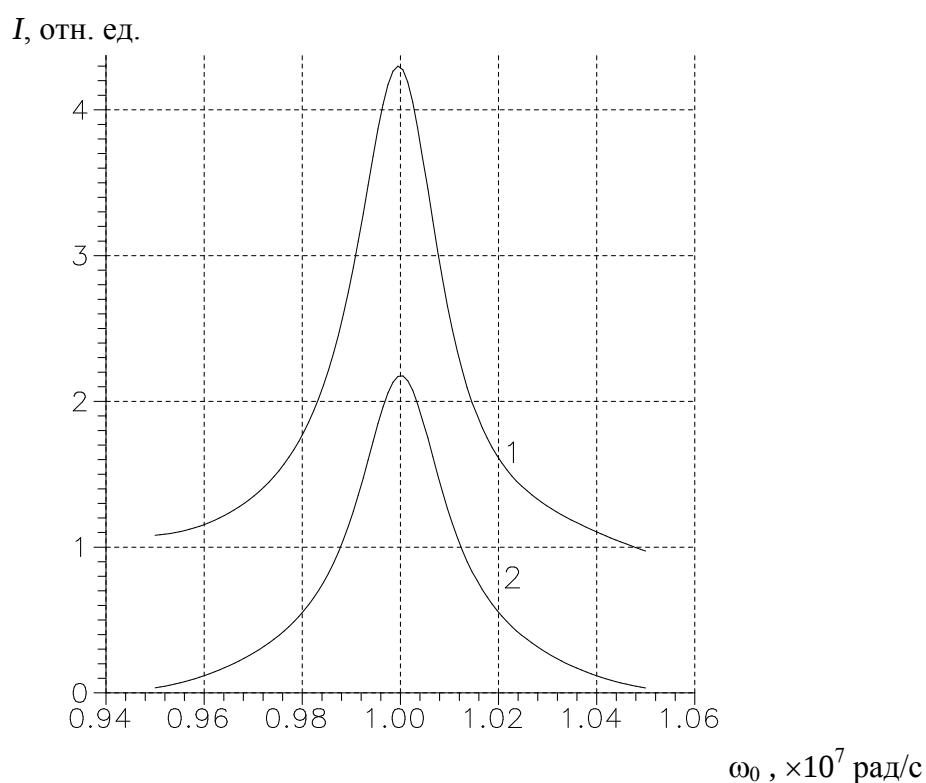
где c_{55}^0 и η_{55}^0 – соответственно параметры упругости и вязкости среды, граничащей с кристаллом.

Амплитуды всех рассматриваемых акустических волн можно определить в результате численного решения системы уравнений (6.44), (6.46). Вычисления производились при следующих числовых значениях параметров, характерных для сегнетокерамик на основе титаната бария [281–283]: $\bar{\Lambda} = 10^{12}$ дин/см², $\delta = -4,465 \cdot 10^{10}$ дин/см², $\bar{B} = 1000$ ед. СГС,

$\chi = 50$ ед. СГС, $\rho = 5,7$ г/см³, $\Omega = 10^7$ рад/с, $E_0 = 13,343$ ед. СГС (4 кВ/см), $c_{55}^0 = 6,56 \cdot 10^{11}$ дин/см², $\eta_{55}^0 = 657$ ед. СГС, $L = 2$ см.

На рисунках 6.15 и 6.16 приведена зависимость нормированной интенсивности обращённой I_c , отражённой I_r и прошедших I_τ и I_{ct} волн от частоты ультразвука. Анализируя графики, видим, что частотная зависимость коэффициентов отражения, прохождения и усиления имеет резонансный характер.

На рисунках 6.17 и 6.18 представлена в логарифмическом масштабе зависимость интенсивности четырёх рассматриваемых волн от толщины кристалла L . Очевидно, что коэффициенты отражения, прохождения и усиления не являются монотонными функциями толщины кристалла. При некоторых критических значениях толщины кристалла интенсивность прошедшей и обращённой волн может достигать значений порядка 10^4 – 10^5 . Такое гигантское усиление ультразвука является следствием подавления поглощения акустических волн во вращающемся электрическом поле.



1 — I_τ ; 2 — I_c ; $\Omega = 10^7$ рад/с

Рисунок 6.15. – Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и обращенной волн от частоты ультразвука

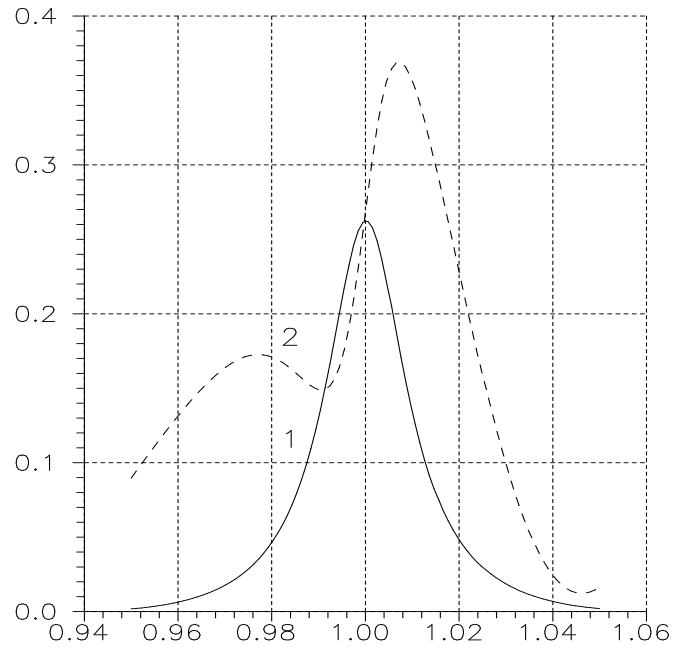
I , отн. ед. $\omega_0, \times 10^7$ рад/с1 — $I_{\text{ст}}$; 2 — I_r ; $\Omega = 10^7$ рад/с

Рисунок 6.16. – Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте $2\Omega - \omega_0$ и отраженной волн от частоты ультразвука

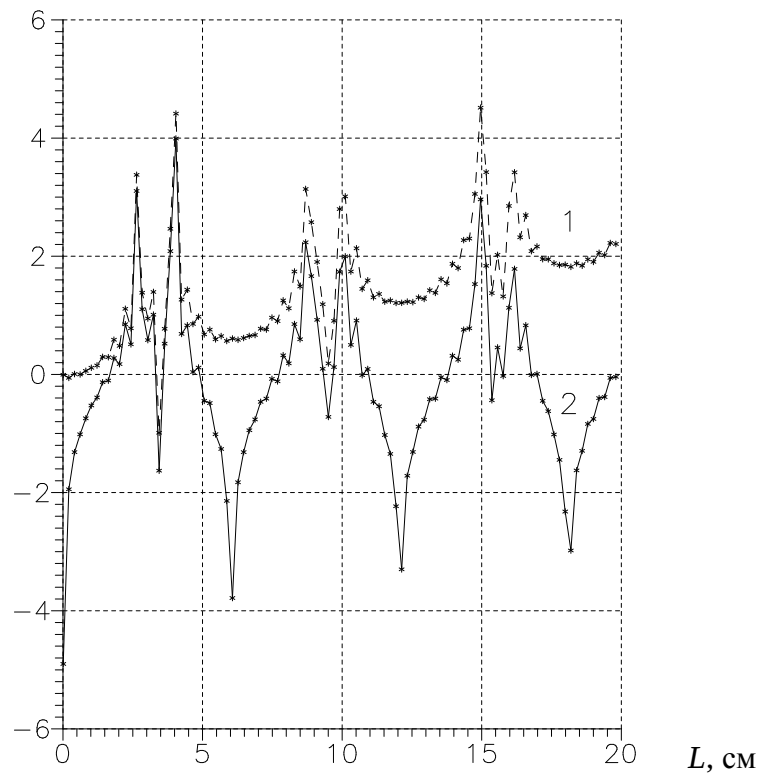
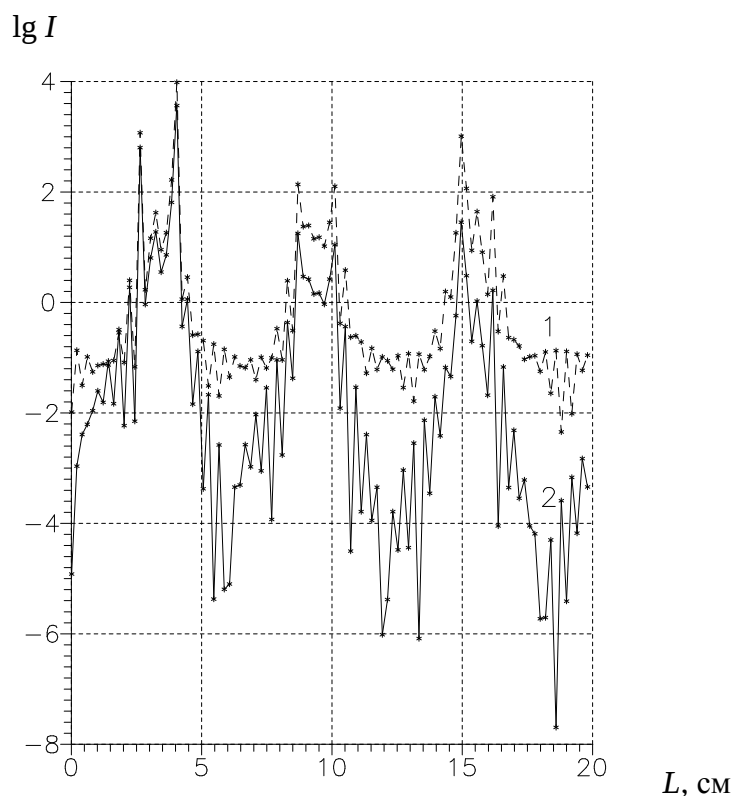
 $\lg I$ 1 — $\lg I_{\tau}$, 2 — $\lg I_c$

Рисунок 6.17. – Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и отраженной волн от толщины кристалла



1 – $\lg I_{\text{ст}}$, 2 – $\lg I_r$

Рисунок 6.18. – Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте $2\Omega - \omega_0$ и отраженной волн от толщины кристалла

На всех графиках, представленных на рисунках 6.17 и 6.18, наблюдаются периодически повторяющиеся резонансы при параметрах, удовлетворяющих условию

$$[k_1(\omega_0 - \Omega) - k_2(\omega_0 - \Omega)]L_s = \zeta_1 - \zeta_2 + 2\pi s,$$

где $\zeta_1 = \xi_1(\omega_0 - \Omega)$ и $\zeta_2 = \xi_2(\omega_0 - \Omega)$ – аргументы комплексных эллиптичностей, определяемых в соответствии с (6.21);

параметр s принимает значения из множества целых чисел.

При выполнении указанного условия нормированная интенсивность прошедшей и обращенной волн может достигать значений порядка 10^5 .

При толщине слоя, удовлетворяющей соотношению

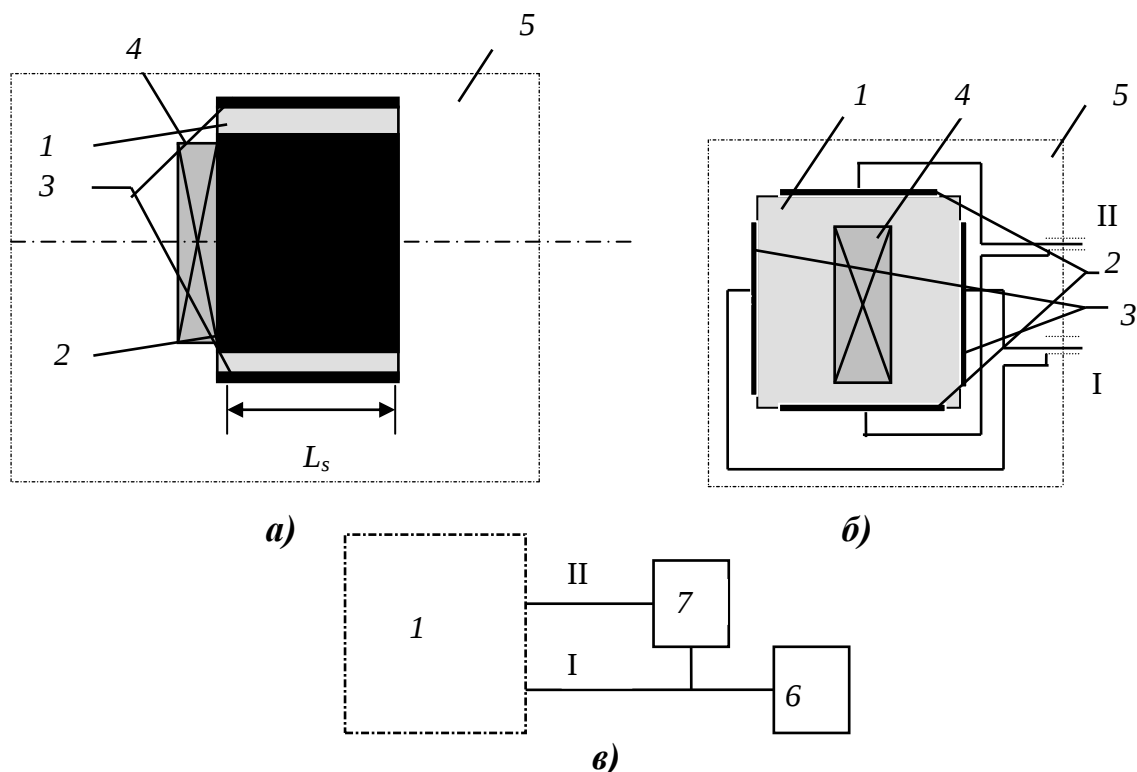
$$[k_1(\omega_0 - \Omega) - k_2(\omega_0 - \Omega)]L_s = 2\pi s,$$

интенсивность обращенной волны имеет минимальные значения.

На рисунке 6.19 представлена принципиальная схема устройства для преобразования ультразвуковой волны. В управляемом звукопроводе 1, имеющем длину L_s и выполненном из неполяризованной сегнетокерамики с аномально высоким значением диэлектрической проницаемости, УЗ-волна с частотой ω_0 , сформированная в виде пучка преобразователем 4, взаимодействует с вращающимся вокруг ее направления распространения

электрическим полем, возникающем в результате переменного электрического напряжения, подаваемого генератором 6 переменного электрического напряжения и фазовращателем 7 на пары электродов 2, 3, частота вращения Ω поля совпадает с частотой волны ω_0 ($\Omega = \omega_0$).

В результате резонансного взаимодействия циркулярной составляющей УЗ волны, частота и направление вращения которой совпадают с частотой и направлением вращения электрического поля, напряженность которого превышает пороговое значение, возникает эффект подавления поглощения ультразвука, благодаря чему на выходе из звукопровода формируется эллиптически поляризованная УЗ волна, интенсивность которой превышает интенсивность падающей волны.



Акустоэлектрический узел устройства:

***a* – вид сбоку; *б* – вид спереди;**

***в* – электрическая блок-схема устройства**

1 – звукопровод; 2, 3 – пары электродов; 4 – преобразователь;

5 – акустоэлектрический узел; 6 – генератор; 7 – фазовращатель

Рисунок 6.19. – Схема устройства для преобразования ультразвуковой волны

В предложенном способе и устройстве для преобразования ультразвуковой волны предусмотрено три варианта управления. Условия регулировки усиления могут изменяться посредством: а) совместного изменения частоты падающей волны ω_0 и частоты вращающегося электрического поля Ω ($\Omega = \omega_0$); б) регулировки отклонения частоты вращающегося электрического поля Ω от частоты волны ω_0 ($\Omega \neq \omega_0$); в) варьирования длины звукопровода L_s [124–А, 125–А, 126–А].

6.6 Формирование вращающейся акустической анизотропии в пьезополупроводниках

В предыдущих разделах рассматривался диэлектрический кристалл, помещённый во вращающееся электрическое поле. Так как при этом не учитывалось взаимодействие ультразвука с электронами проводимости, то для полупроводников такое рассмотрение не может считаться достаточно полным и требуется отдельное исследование.

Свойства сегнетокерамики на основе титаната бария будем описывать посредством материальных уравнений, в которых учитываются пьезоэлектрические параметры вещества (при этом используется международная система единиц):

$$\sigma = c\gamma + \varepsilon_0 \varepsilon g \vec{E}_0 \vec{E}, \quad (6.47)$$

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} - \varepsilon_0 \varepsilon g \vec{E}_0 \gamma, \quad (6.48)$$

где σ , γ , c – тензоры напряжений, деформаций и упругих постоянных соответственно;

g – тензор четвертого ранга;

$g \vec{E}_0$ – тензор третьего ранга, описывающий индуцированный вращающимся электрическим полем пьезоэффект;

ε – относительная диэлектрическая проницаемость;

ε_0 – электрическая постоянная.

В разделах 6.1 и 6.2 рассматривались механизмы создания вращающейся структуры, обусловленные линейным и квадратичным электроакустическими эффектами. В соответствии с этим учитывалось линейное или квадратичное воздействие вращающегося электрического поля непосредственно на упругие модули среды. В пьезоэлектрических кристаллах возможен ещё один механизм формирования вращающейся анизотропии; в основе его лежит индуцированный пьезоэффект, описываемый уравнениями (6.47), (6.48). Применительно к таким кристаллам эффективный тензор упругих постоянных с учётом влияния внешнего электрического поля можно представить в виде:

$$\Lambda(\varphi) = \begin{pmatrix} \Lambda & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + U(\varphi) \begin{pmatrix} \delta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tilde{U}(\varphi),$$

где $U(\varphi)$ – матрица поворота вокруг оси OZ на угол $\varphi = \Omega t$ [21];

$\Lambda = c_{44}$ – значение упругой постоянной в отсутствие возмущения;

знак тильда означает транспонирование;

$\delta = \varepsilon_0 \varepsilon g^2 E_0^2 / 2 \rho v_t^2$ – относительное изменение скорости ультразвука под действием внешнего поля;

$v_t = \sqrt{c/\rho}$ – скорость поперечных акустических волн в отсутствие электрического поля;

ρ – плотность кристалла.

В таблице 6.2 приведены классы кристаллов, симметрия которых допускает формирование вращающейся акустической анизотропии и необходимые соотношения между компонентами тензоров g и c . При этом электрическое поле вращается вокруг главной оси симметрии, ориентированной вдоль оси OZ .

Таблица 6.2. – Классы симметрии кристаллов с индуцированным пьезоэффектом, допускающих формирование вращающейся акустической анизотропии

Класс симметрии кристалла	Соотношение между компонентами тензора g	Соотношение между компонентами тензора c
32, 3m, 422, 4mm, $\bar{4}2m$, 23, 432, $\bar{4}3m$	$g_{45}=g_{54}=0$ $g_{44}=g_{55}$	$c_{45}=c_{54}=0$ $c_{44}=c_{55}$

Применение в кристаллоакустике пьезоэлектрических кристаллов требует особого внимания к их нелинейным свойствам. В этих кристаллах помимо упругой нелинейности необходимо учитывать пьезоэлектрическую нелинейность и электрострикцию. Большой интерес вызывают нелинейные акустические эффекты в сегнетоэлектрических кристаллах, особенно вблизи температуры фазового перехода. В окрестности фазового перехода кристаллическая решетка лабильна, наблюдается сильный ангармонизм фонон–фононного и фотон–фононного взаимодействий.

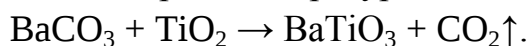
В некоторых твёрдых и жидких веществах при определённых внешних воздействиях фазовые превращения происходят без изменения агрегатного состояния. Примерами таких фазовых превращений являются переходы сегнетоэлектрик – параэлектрик, диэлектрик – металл, парамагнетик – ферромагнетик и обратные им переходы.

В окрестности характерного параметра фазового превращения структура вещества оказывается чрезвычайно чувствительной к внешним воздействиям: тепловым, электрическим, магнитным или механическим – даже малые изменения параметра вблизи точки фазового перехода обуславливают значительные изменения электрических, оптических,

структурных и других свойств вещества. Фазовые переходы (ФП) в ряде диэлектриков и полупроводников сопровождаются существенной перестройкой их электронной, фононной, дипольной и магнетонной подсистем. В кристаллах такая перестройка связана с изменением их симметрии в окрестности точки ФП.

Исследование нелинейного взаимодействия объёмных акустических волн с вращающимся электрическим полем осложнено рядом проблем, в том числе – возможностью фазовых переходов в сегнетоэлектриках. Например, наиболее типичный представитель сегнетоэлектриков с ФП первого рода, широко используемый в акустоэлектронике титанат бария BaTiO_3 при температуре, превышающей температуру Кюри, находится в центросимметричном состоянии (класс $m\bar{3}m$). Если же его температура ниже температуры фазового перехода, кристаллическая структура имеет тетрагональную симметрию и соответствует классу $4mm$ [286].

Обычно керамику на основе титаната бария получают в виде мелкозернистого поликристалла в результате спекания карбоната бария BaCO_3 и диоксида титана TiO_2 при температуре 1300–1400 °С:



Титанат бария при комнатной температуре имеет поликристаллическую структуру перовскита, в которой атомы кислорода образуют октаэдр, в центре которого находится атом титана. Смещение ионов Ti , O_I и O_{II} соответственно на $0,014c$, $-0,023c$ и $-0,04c$ (рисунок 6.20) является причиной возникновения спонтанной поляризации $P_s \approx 0,25 \text{ Кл/м}^2$. Следует обратить внимание, что каждый структурный переход сопровождается фазовым переходом в точке Кюри $T'_c = 400^\circ\text{К}$. Для чистого BaTiO_3 температура T_c на 12° ниже. Постоянная Кюри – Вейсса для титаната бария $C = 1,2 \cdot 10^5 \text{ К}$, а величина $\varepsilon_{\max} = 10^5$.

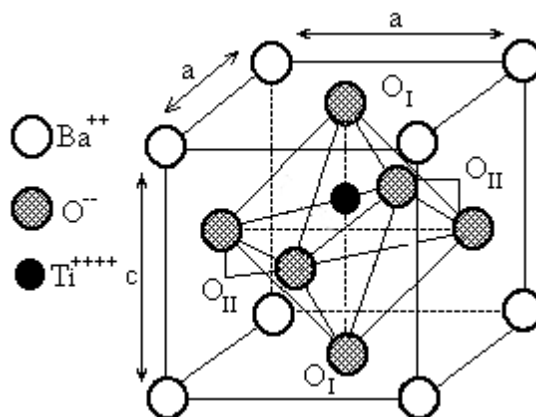
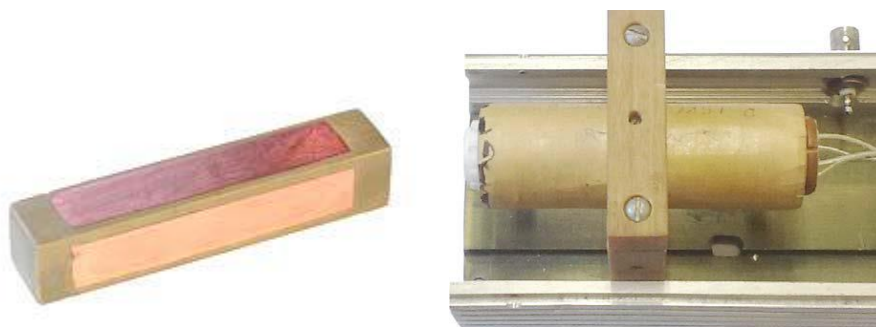


Рисунок 6.20. – Кристаллическая структура BaTiO при комнатной температуре – структура перовскита

Так как температура Кюри титаната бария достаточно высока, невозможно исследовать особенности его фазовых превращений в обычных условиях. Кроме этого, затрудняют исследования и технические проблемы, связанные с выбором расположения датчиков и токоведущих конструкций. Поэтому сегнетоэлектрики, температура фазового перехода которых соответствует диапазону комнатных температур, представляют особый практический интерес, обусловленный возможностью производства исследований без сильного перегрева сегнетокерамики и всех элементов контроля над экспериментом.

Нами были произведены исследования фазового перехода керамики $\text{BaTiO}_3 + \text{SrTiO}_3$ на основе титаната бария (75%) с добавлением титаната стронция (25%). Керамика получена методом спекания при температуре 1200–1300 °С в Институте физики твёрдого тела и полупроводников НАН Беларуси группой А.И. Акимова. При этом удалось значительно снизить температуру фазового перехода – до $T_c = 43^\circ\text{C}$.

На рисунке 6.21б представлен вид термостатированного элемента экспериментальной установки, выполненного из диэлектрической керамики с нагревательным элементом в виде спирали. Термостат позволяет поддерживать необходимую температуру за счет регулирования тока через нагревательный элемент конструкции. Фазовые переходы в сегнетокерамике изучались посредством измерения диэлектрической проницаемости среды с постоянными геометрическими параметрами. Измерения проводились косвенным методом. На образец подавалось переменное напряжение частотой 1 кГц, и измерялось реактивное сопротивление между обкладками. Измерительный прибор – LC-метр применялся в режиме измерения ёмкости.



а)

б)

а – образец сегнетокерамики с нанесенными проводящими электродами;

б – термостатированный корпус с помещенным в него образцом

Рисунок 6.21. – Внешний вид термостатированного элемента экспериментальной установки

Пользуясь формулой для расчёта электроёмкости плоского конденсатора, можно определить диэлектрическую проницаемость исследуемой сегнетокерамики:

$$\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{d}{S} C,$$

где S – площадь проводящих обкладок;

d – расстояние между обкладками.

При постоянных параметрах d и S непосредственно измеряемая электроёмкость является функцией только диэлектрической проницаемости среды ε .

Экспериментально полученная зависимость диэлектрической проницаемости сегнетокерамики от температуры приведена на рисунке 6.22. Анализируя график, видим, что аномально высокое значение диэлектрической проницаемости достигается при температуре 43°C. Следует отметить, что фазовый переход в исследованной нами сегнетокерамике имеет размытый характер. При нагревании исследуемого образца до температуры Кюри наблюдается рост диэлектрической проницаемости. При температурах больших температуры Кюри диэлектрическая проницаемость плавно убывает. Причиной этого является спонтанная ориентация отдельных доменов структуры сегнетоэлектрика.

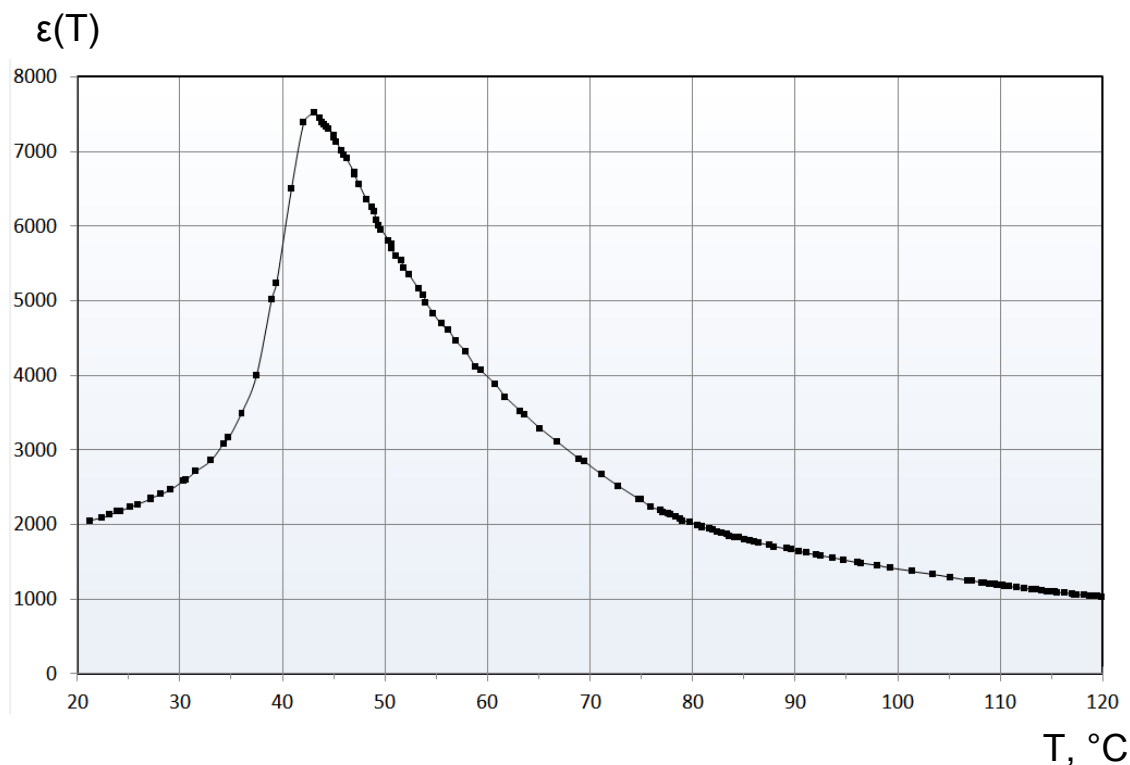


Рисунок 6.22. –Зависимость диэлектрической проницаемости сегнетокерамики на основе титаната бария от температуры

По вышеописанной методике можно исследовать акустическую анизотропию, формируемую под влиянием вращающегося электрического поля при относительно низких (ниже 50°C) температурах и для образцов других видов сегнетоэлектрической керамики.

Выводы по результатам главы 6

Показано, что среды с индуцированной вращающейся пространственно однородной акустической анизотропией представляют собой акустический аналог пространственно-периодических сред и в них проявляются эффекты, характерные для последних [1–А, 2–А].

Решение граничной задачи сведено к случаю, когда на кристалл падает циркулярная волна, вектор поляризации которой вращается в том же направлении, что и индуцированная нестационарная структура. Удовлетворяя граничным условиям, частоту этой волны необходимо приравнять к частотам соответствующих круговых компонент собственных мод поля. При этом противоположные циркулярные составляющие собственных мод имеют измененную частоту и описывают волны, которые генерируются в кристалле вследствие воздействия внешнего поля. Если частота падающей волны близка к частоте вращения индуцированной нестационарной структуры, то генерируемые волны характеризуются отрицательной частотой. Это обстоятельство указывает на возникновение в кристалле обращенных волн, распространяющихся навстречу падающей. Рассмотренный эффект фазового сопряжения волн или обращения волнового фронта обусловлен взаимодействием волн с вращающимся электрическим полем и не является результатом их отражения от границ кристалла. При нарушении условий резонансного взаимодействия изменением частоты или поляризации падающей волны коэффициент связи между встречными волнами уменьшается, и генерация обращенной волны не имеет места [7–А, 16–А, 19–А, 28–А, 30–А].

Граничная задача решена путем одновременного удовлетворения условиям непрерывности для связанных волн на двух различных частотах. Изменение разности фаз этих волн может привести к изменению их амплитуд и, следовательно, интенсивностей обращенной и прошедшей волн. Такая ситуация имеет место при описании взаимодействия упругих волн с вращающимся электрическим полем в сегнетокерамике на основе титаната бария. Если напряженность электрического поля превышает пороговое значение и взаимодействие является резонансным по частоте и поляризации, то все собственные моды имеют действительные волновые числа, несмотря

на наличие вязкости среды. Следовательно, можно говорить об эффекте подавления поглощения ультразвука вращающимся электрическим полем. В отличие от обычного случая усиления волн волновые числа не имеют мнимых частей. В то же время согласованное решение граничной задачи для связанных волн на двух различных частотах описывает эффекты генерации обращенной волны и усиления прошедшей волны. При этом имеет место немонотонная зависимость интенсивностей и фаз всех волн от длины образца сегнетокерамики [32–А, 41–А, 42–А, 122–А].

Полученные результаты могут быть применены в экспериментальных разделах акустики, акустооптики, акустоэлектроники. Основные результаты работы могут быть использованы при теоретических и экспериментальных исследованиях сред со структурой, периодически изменяющейся с течением времени. Разработанная методика может быть использована для определения влияния внешних воздействий на свойства упругих волн в кристаллах различных точечных групп симметрии [62–А, 63–А, 68–А, 83–А, 124–А, 125–А, 126–А].

Результаты, полученные при рассмотрении особенностей создания поперечных акустических волн в кристалле, могут быть использованы при разработке практических устройств, при решении широкого круга теоретических и экспериментальных задач физики твердого тела и ультразвуковой акустики, связанных с управлением характеристиками акустических волн (амплитудой, частотой, поляризацией) путем изменения напряженности и (или) частоты внешнего поля [90–А, 100–А, 117–А, 124–А, 125–А, 126–А].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные научные результаты диссертации

В результате диссертационного исследования получены следующие новые научные результаты, в совокупности составляющие основу для развития нового научного направления – проектирования метаматериалов и спирально-структурированных систем с оптимальными параметрами:

1. Для спиральных элементов метаматериалов получено соотношение, связывающее проекции электрического дипольного момента и магнитного момента на ось спирали. Показано, что полученное соотношение является универсальным и выполняется при любом распределении плотности тока в спиральном элементе, включая сильно неоднородные токи, обусловленные скин-эффектом и резонансными явлениями, условия которых определяются параметрами спирального элемента. Универсальность полученного соотношения заключается также в том, что независимо от причины изменения тока в каждом спиральном элементе – в результате прямого воздействия падающей электромагнитной волны или под влиянием других спиральных элементов, образующих структуру, – компоненты электрического дипольного момента p_x и магнитного момента m_x изменяются согласованно, и полученное соотношение остается правильным. Оно может быть использовано при проектировании метаматериалов с высокой концентрацией спиральных элементов в искусственной структуре [21–А, 22–А, 38–А].

2. Определены параметры спирального элемента, при которых возможно излучение циркулярно поляризованной волны и при которых в нем возникают одинаково значимые электрический дипольный момент и магнитный момент при резонансном воздействии электромагнитного поля. Показано, что для спирального элемента с оптимальными параметрами все три поляризуемости, характеризующие его как бианизотропную частицу, равны: диэлектрическая, магнитная и киральная, и что в условиях главного резонанса оптимальные параметры спирального элемента однозначно определяются углом подъема и числом витков и не зависят от длины волны электромагнитного поля, тем самым достигается применимость оптимальных параметров к различным частотным диапазонам [20–А, 21–А, 27–А].

3. Разработаны теоретические основы устройств на основе метаматериалов со спиральной структурой, предназначенных для преобразования поляризации электромагнитных волн СВЧ диапазона, в том числе для трансформации линейно поляризованной волны в циркулярно

поляризованную. Показано, что свойства исследованных спиральных элементов оптимальны при активации как электрическим, так и магнитным полем, то есть не зависят от азимута поляризации падающей волны. В этом состоит преимущество оптимальных спиральных элементов перед другими возможными структурными элементами метаматериалов, например, прямолинейными вибраторами и кольцевыми резонаторами [17–А, 20–А, 21–А].

4. Найдено аналитическое решение волнового уравнения для электромагнитного поля, распространяющегося в многослойном метаматериале, созданном на основе упорядоченно расположенных спиральных и омега-элементов. Показано, что на основе точного решения граничной задачи возможны как описание брэгговской дифракции электромагнитных волн на периодической структуре метаматериала, так и учёт многократного френелевского отражения волн от границ образца, тем самым методически обеспечена возможность полного моделирования прохождения и отражения электромагнитных волн с учётом задаваемых параметров метаматериала. Показано, что влияние локального параметра киральности и локального омега-параметра проявляется в сдвиге границ области брэгговского отражения, а также в изменении ширины области брэгговского отражения. Получена модифицированная формула де Ври для определения угла поворота плоскости поляризации электромагнитной волны [3–А, 4–А, 10–А].

5. Определен оптимальный угол подъёма витков спиральных элементов метаматериала, при котором обеспечивается максимальное значение среднего параметра киральности структуры. В результате численного моделирования свойств кирального метаматериала на основе упорядоченных одновитковых спиральных элементов с углом подъёма 53° , а также экспериментального исследования взаимодействия метаматериала с электромагнитным излучением в дальнем ИК диапазоне показано, что в рамках предложенной модели удовлетворительно описываются свойства метаматериала с большой киральностью. Установлено, что максимальные значения угла поворота плоскости поляризации волны и циркулярного дихроизма, рассчитанные на основе предложенной модели, соответствуют наблюдаемым в эксперименте [20–А, 21–А, 38–А, 39–А].

6. На основе парных спиральных элементов с оптимальными параметрами разработаны и созданы слабоотражающие поглощающие метаматериалы с компенсированной киральностью. Показано, что полученные метаматериалы проявляют одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства, которые обусловлены оптимальной формой

спиральных элементов. В то же время киральные свойства метаматериалов являются скомпенсированными, поскольку используются парные оптимальные спиральные элементы с правым и левым направлением закручивания. В результате созданные метаматериалы обладают в дальнем ИК диапазоне волновым импедансом, близким к импедансу свободного пространства [27–А, 33–А, 47–А].

7. Определено влияние параметров образца на коэффициенты отражения и прохождения при взаимодействии электромагнитных волн с метаматериалом с компенсированной киральностью, изготовленным по специальной технологии и содержащим спиральные элементы, которые состоят из металлического, полупроводникового и диэлектрического слоёв. В результате аналитических и численных расчётов, а также экспериментальных исследований подтверждено, что вблизи резонансной частоты образец характеризуется низким коэффициентом отражения и значительным коэффициентом поглощения [47–А, 58–А, 60–А].

8. Доказана поляризационная селективность взаимодействия ДНК-подобных спиралей с СВЧ излучением и показано, что в соответствии с принципом электродинамического подобия она может иметь место для молекулы ДНК в глубоком УФ диапазоне. Высказана гипотеза, что этот эффект является одним из определяющих для ДНК и связан с нарушением зеркальной симметрии в природных структурах и явлениях. Этот результат имеет большое значение при решении задач, связанных с сохранением генетических различий между правовинтовыми и левовинтовыми формами объектов живой природы [22–А, 31–А, 34–А, 36–А, 37–А].

9. Обосновано, что обладающая оптимальной геометрической формой молекула ДНК в глубоком УФ диапазоне не чувствительна к воздействию правоциркулярно поляризованной электромагнитной волны. Соответственно волна, излучаемая в условиях резонанса правовинтовой молекулой ДНК перпендикулярно оси спирали, левоциркулярно поляризована [22–А, 31–А, 36–А].

10. Впервые установлено преимущество двухцепочечной ДНК-подобной спирали как оптимального кругового поляризатора для волны, распространяющейся в направлении, перпендикулярном оси спирали [34–А, 37–А, 44–А].

Рекомендации по практическому использованию результатов диссертации

Результаты представляют значительный интерес для науки и практики, так как на их основе можно:

- предсказывать и исследовать электромагнитные свойства новых метаматериалов;
- разрабатывать теоретические основы преобразователей поляризации электромагнитных волн, создаваемых на основе композитных сред со спиральной и омега-структурой;
- изготавливать такие среды на основе элементов с рассчитанными оптимальными параметрами.

Результаты работы могут быть использованы при расчётах и создании слабо отражающих экранов, создании поглощающих покрытий на основе спирально-структурированных систем, при создании частотных и поляризационно-селективных фильтров и преобразователей поляризации в СВЧ и дальнем ИК диапазонах.

Результаты исследований, изложенные в главе 3, могут быть использованы в радиоэлектронике при конструировании и расчёте преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной и омега-структурой. В диссертации предложен вариант преобразователя поляризации электромагнитных волн, который отличается от известных преобразователей значительно расширенным частотным диапазоном работы [127–А, 128–А].

На основе результатов исследований, описанных в главе 4, возможны разработка и создание метаматериалов, состоящих из оптимальных спиральных элементов и предназначенных для применения в дальнем ИК диапазоне. Возможно также создание слабо отражающих поглощающих покрытий и новых метаматериалов с отрицательным показателем преломления, для реализации плоской «линзы», функционирующей в дальнем ИК диапазоне.

На основе оптимальных спиральных элементов возможна реализация тонкой поглощающей метаповерхности, которая не отражает волны в широком частотном диапазоне, в то время как коэффициент прохождения имеет узкий пик в полосе полного поглощения. Такая метаповерхность реализуется использованием киральных частиц в элементарных ячейках, расположенных в периодическом плоском рацемическом массиве, что компенсирует киральность на макроскопическом уровне. Такой подход имеет широкий диапазон возможных применений во всем спектре

электромагнитных волн в том числе, например, при создании совершенных компактных волновых фильтров, новых видов болометров, селективных многочастотных сенсоров [58–А].

Возможна разработка болометра, который измеряет мощность падающего излучения различных спектральных линий одновременно. Узкополосный отклик предложенных поглотителей делает их идеальными кандидатами для использования в болометрических массивах в астрономии для волн дальнего ИК диапазона.

Благодаря безотражательному принципу действия, предложенные поглотители могут быть успешно использованы для стелс-приложений, особенно для неметаллических объектов. В отличие от обычных поглотителей на металлической поверхности, они не увеличивают эффективную площадь рассеяния скрытого объекта за пределами полосы поглощения [58–А].

Результаты исследований, произведённых в главе 5, из которых следует, что обладающая оптимальной геометрической формой молекула ДНК в нанометровом диапазоне не чувствительна к воздействию правоциркулярно поляризованной электромагнитной волны, будут использованы при создании ДНК-подобных метаматериалов с селективными поляризационными свойствами.

Результаты исследований, изложенные в главе 6, могут быть использованы для разработки усилителей и генераторов ультразвука, действие которых основано на электроакустических эффектах, обусловленных в кристаллах вращающимся электрическим полем. Коэффициент усиления акустических волн при выборе оптимальной толщины кристалла может достигать значений порядка $10^4 \div 10^5$ [125–А, 126–А].

Результаты, представленные в диссертационной работе, используются в учебном процессе факультета физики и информационных технологий УО «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины» при подготовке студентов специальностей «Физика (по направлениям)», «Физическая электроника» (имеется 5 актов внедрения результатов в учебный процесс, копии которых представлены в приложениях А–Д), в ОАО «Интеграл», ЗАО «Группа Кремний Эл» (имеется 2 акта о практическом использовании результатов исследования в промышленности, копии которых представлены в приложениях Е, Ж).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Список использованных источников

1. Pasteur, L. Recherches sur la dissymétrie moléculaire des produits organiques naturels / Euvres de Pasteur / ed. Pasteur Vallery-Radot. – Paris, Masson, 1922. – Vol. 1. – P. 314 – 344.
2. Вернадский, В. И. Состояния пространства, отвечающие живому веществу / В. И. Вернадский // Химическое строение биосферы Земли и ее окружения / В. И. Вернадский. – Изд. 2-е. – М.: Наука, 1987. – С. 158 – 174.
3. Морозов, Л. Л. Попытка оценки космологических условий возникновения жизни / Л. Л. Морозов, В. В. Кузьмин, В. И. Гольданский // ДАН СССР. – 1984. – Т. 275. – №1. – С. 198 – 201.
4. Arago, D. F. Sur une modification remarquable qu' eprouvent les rayons lumineux dans leur passage a travers certains corps diaphanes, et sur quelques autres nouveaux phenomnes d'optique / D. F. Arago // Mem. Inst. – 1811. – Vol. 1. – P. 93.
5. Biot, J. B. Phernomenes de polarisation successive, observers dans des fluides homogenes / J. B. Biot // Bull. Soc. Philomath. – 1815. – P. 190 – 192.
6. Федоров, Ф. И. Теория гиротропии / Ф. И. Федоров. – Минск: Наука и техника, 1976. – 452 с.
7. Pasteur, L. Recherches sur les relations qui peuvent exister entre la forme crystalline, la composition chimique et le sens de la polarisation rotatoire / L. Pasteur // Annales de chimie et de physique. – 1848. – Vol. 24. – P. 442 – 459.
8. Fresnel, A. Memoire sur la double refraction que les rayons lumineux eprouvent en traversant les aiguilles de cristal de roche suivant des directions paralleles A l'axe / A.Fresnel // Oeuvres. – 1822. – Vol. 1. – P. 731 – 751.
9. Бокуть, Б. В. Основы теоретической кристаллооптики. Часть 1-2 / Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков. – Гомель: Гомельский госуниверситет, 1977. – 160 с.
10. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – М.: Наука, 1978. – 926 с.
11. Varadan, V. V. Equivalent dipole moments of helical arrangements of small, isotropic, point-polarizable scatters: Application to chiral polymer design / V. V. Varadan, A. Lakhtakia, V. K. Varadan // Journal of Applied Physics. – 1988. – Vol. 63. – P. 280 – 284.
12. Weiglhofer, W. S. Chiral media: New developments in an old field / W. S. Weiglhofer // URSI international symposium on electromagnetic theory, proceedings, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, August 14 – 17, 1989. – Stockholm, Sweden, 1989. – P. 271–273.

13. Киральные метаматериалы терагерцового диапазона на основе спиралей из металл-полупроводниковых нанопленок / Е.В. Наумова [и др.] // Автометрия. – 2009. – Vol. 45, № 4. – С.12 – 22.
14. Free-standing and overgrown InGaAs//GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays / Prinz V.Ya. [et al.] // Physica E. – 2000. – Vol. 6. – № 1. – P. 828 – 831.
15. Структура с киральными электромагнитными свойствами и способ ее изготовления (варианты): пат. 2317942 РФ : МПК В82В 3/00 (2006) / Е. В. Наумова, В. Я. Принц; дата публ.: 27.02.2008.
16. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: 1982. – 620 с.
17. Sihvola, A. H. Bi-isotropic constitutive relations / A. H. Sihvola, I. V. Lindell // Microwave and Optical Technology Letters. – 1991. – Vol. 4. – № 8. – P. 195 – 297.
18. Kong, J. A. Electromagnetic Wave Theory / J. A. Kong. – New York: Wiley, 1986. – 696 p.
19. Monzon, J. C. Radiation and scattering in homogeneous general bi-isotropic region / J. C. Monzon // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 1990. – Vol. 38. – № 2. – P. 227 – 235.
20. Бокуть, Б. В. К феноменологической теории естественной оптической активности / Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1971. – Т. 61. – № 5. – С. 1808 – 1813.
21. Шевченко, В. В. Киральные электромагнитные объекты / В. В. Шевченко // Соросовский образовательный журнал. – 1998. – № 2. – С. 109 – 114.
22. Advances in Complex Electromagnetic Materials / A. Priou [et al.]. – Kluwer Academic Publishers, NATO ASI. – 1997. – Series 3. – Vol. 28. – 396 p.
23. Cloete, J. H. The status of experimental research on chiral composites / J. H. Cloete // Bianisotropics'97: proceedings of the International Conference and Workshop on Electromagnetics of Complex Media, The University of Glasgow, Great Britain, 5 – 7 June 1997. – The University of Glasgow, Great Britain, 1997. – P. 39 – 42.
24. Lafosse, X. New all-organic chiral material and characterisation between 4 and 6 GHz / X. Lafosse // Chiral'94: proceedings of the 3rd International Workshop on Chiral, Bi-isotropic and Bi-anisotropic Media, Perigueux, France, 18 – 20 May 1994. – Perigueux, France, 1994. – P. 209 – 214.
25. Whites, K. W. Composite uniaxial bianisotropic chiral materials characterization: comparison of predicted and measured scattering / K. W. Whites,

C. Y. Chang // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. – 1997. – Vol. 11. – P. 371 – 394.

26. Tretyakov, S. A. Influence of chiral shapes of individual inclusions on the absorption in chiral composite coatings / S. A. Tretyakov, A. A. Sochava, C. R. Simovski // *Electromagnetics*. – 1996. – Vol. 16. – P. 113 – 127.

27. Cloete, J. H. The role of chirality in synthetic microwave absorbers / J. H. Cloete, M. Bingle, D. B. Davidson // *International Conference Electromagnetics in Advanced Applications, proceedings, Torino, Italy, September 13 – 17, 1999. – Torino, Italy, 1999. – P. 55 – 58.*

28. Tretyakov, S. A. Proposed composite material for nonreflecting shields and antenna radomes / S. A. Tretyakov, A. A. Sochava // *Electronics Letters*. – 1993. – Vol. 29. – P. 1048 – 1049.

29. Engheta, N. Modes in Chirowaveguides / N. Engheta, P. Pelet // *Optics Letters*. – 1989. – Vol. 14 – № 11. – P. 593 – 595.

30. Microwave-absorbing chiral composites: Is chirality essential or accidental? / C. F. Bohren [et al.] // *Applied Optics*. – 1992. – Vol. 31. – № 30. – P. 6403 – 6407.

31. Busse, G. Waveguide characterization of chiral material: Experiments. / G. Busse, J. Reinert, A. F. Jacob // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1999. – Vol. 47. – № 3. – P. 297–301.

32. Whites, K. W. Full wave computation of constitutive parameters for lossless composite chiral materials. / K. W. Whites // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. – 1995. – Vol. 43. – № 4. – P. 376–384.

33. Bassiri, S. Electromagnetic wave propagation through a dielectric-chiral interface and through a chiral slab / S. Bassiri, C. H. Papas, N. Engheta // *Journal of the Optical Society of America*. – 1988. – Vol. A 5. – P. 1450 – 1459.

34. Третьяков, С. А. Электромагнитные волны в киральных средах – новая область прикладной теории волн / С. А. Третьяков // *Волны и дифракция-90*. – М.: Физическое общество СССР. – 1990. – Т. 3. – С. 197 –199.

35. Bi-isotropics'93, Workshop on novel microwave materials: proceedings, Helsinki 1-4 February 1993 / ed.: A. Sihvola. – 1 – 4 February 1993, Helsinki, Finland. – Helsinki: Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1993. – 92 p.

36. Bianisotropics'93: proceedings of the Seminar on Electrodynamics of Chiral and Bianisotropic Media, Gomel, Belarus 12-14 October 1993 / ed.: A. Sihvola, S. Tretyakov, I. Semchenko. – 12 – 14 October 1993, Gomel, Belarus. – Helsinki: Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1993. – 120 p.

37. Chiral'94: proceedings of the 3rd International Workshop on Chiral, Bi-isotropic and Bi-anisotropic Media, Perigueux, France, 18 – 20 May 1994 / ed.: F. Mariotte, J. P. Parneix. – 18 – 20 May 1994, Perigueux, France. – Perigueux, 1994. – 458 p.

38. Chiral'95: proceedings of the International Conference on the Electromagnetic Effects of Chirality and its Applications, Pennsylvania, USA, 12 – 14 October 1995 / ed.: A. Sihvola [et al.]. – 12 – 14 October 1995, Pennsylvania, USA. – The Pennsylvania State University, USA, 1995. – 174 p.

39. Chiral'96: Book of Abstracts NATO Advanced Research Workshop, Moscow – St.Petersburg, Russia, 23-30 July 1996 / ed.: A. Sihvola [et al.]. – Helsinki: Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1996. – 47 p.

40. Bianisotropics'97: proceedings of the International Conference and Workshop on Electromagnetics of Complex Media, The University of Glasgow, Great Britain, 5 – 7 June 1997 / ed.: W. H. Weiglhofer. – The University of Glasgow, Great Britain, 1997. – 318 p.

41. Bianasotropics' 98: proceedings of the 7th International Conference on Complex Media, Bianasotropics'98, Technical University of Braunschweig, Germany, 3 – 6 June 1998. / Technische Universitat Braunschweig ; ed.: A. F. Jacob, J. Reinert. – Germany, Technical University of Braunschweig, 1998. – 328 p.

42. Bianasotropics' 2000: proceedings of the 8th International Conference on Complex Media, Lisbon, Portugal, 27 – 29 September 2000 / ed.: Afonso M. Barbosa, Antonio L. Topa. – Lisbon, Portugal, 2000. – 422 p.

43. Bianisotropics'2002: proceedings of 9th International Conference on Complex Media, Marrakech, Morocco, 8 – 11 May 2002 / ed.: S. Zoudi, A. Sihvola, M. Arsalane. – Marrakech, Morocco, 2002. – 109 p.

44. Bianasotropics'2004: proceedings of 10th International Conference on Complex Media and Metamaterials, Het Pand, Chent, Belgium, 22 – 24 September 2004 / ed.: F. Olyslager, A. Franchois, A. Sihvola. – Het Pand, Chent, Belgium, 2004. – 282 p.

45. Bianisotropics 2006: proceedings of International Conference on Complex Media and Metamaterials, Samarkand, Uzbekistan, 25 – 28 September 2006 / Electromagnetics Laboratory Report Series; ed.: A. Sihvola, A. Vinogradov, A. Merzlikin. – Finland: Helsinki University of Technology, 2006. – 70 p.

46. Веселаго, В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ / В. Г. Веселаго // Успехи физических наук. – 1967. – Т. 7. – С. 517 – 526.

47. Pendry, J. B. Negative refraction makes a perfect lens / J. B. Pendry // *Physical review letters*. – 2000. – Vol. 85. – P. 3966 – 3969.
48. Shelby, R. A. Experimental verification of a negative index of refraction / R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz // *Science*. – 2001. – Vol. 292. – № 5514. – P. 77 – 79.
49. Электрохимические методы синтеза гиперболических метаматериалов / А. В. Атращенко [и др.] // *Наносистемы: физика, химия, математика*. – 2012. – Т. 3. – № 3. – С. 31 – 51.
50. Cai, W. *Optical metamaterials: fundamentals and applications* / W. Cai, V. Shalaev. – New York: Springer, 2010. – 200 p.
51. *Metamaterials 2007: proceedings of 1st International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Rome, Italy, 22 – 26 October, 2007* / University "Roma Tre" ; ed.: F. Bilotti, L. Vegni. – Rome, Italy, 2007. – 961 p.
52. *Metamaterials 2008: proceedings of 2nd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Pamplona, Spain, 21 – 26 September 2008*. – Pamplona, Spain, 2008. – 73 p.
53. *Metamaterials 2009: proceedings of 3rd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, London, Great Britain, 30 August – 04 September 2009*. – London, Great Britain, 2009. – 79 p.
54. *Metamaterials 2010: proceedings of 4th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics 2010, Karlsruhe, Germany, 13 – 18 September 2010*. [Электронный ресурс] / Режим доступа: <http://www.metamorphose-vi.org/proceedings/proceedings.congress2010.zip>. – Дата доступа: 08.02.2016.
55. *Metamaterials 2011: proceedings of 5th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Barcelona, Spain, 10 – 15 October 2011*. – Barcelona, Spain, 2011. – 104 p.
56. *Metamaterials 2012: proceedings of 6 International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, St. Petersburg, Russia, 17th–22nd September 2012*. – St. Petersburg, Russia, 2012. – 103 p.
57. *Metamaterials 2013: programme of 7 International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Bordeaux, France, 16th – 21st September 2013*. – Bordeaux, France, 2013. – 146 p.
58. *Metamaterials 2014: programme of 8th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics “Metamaterials 2014”, Copenhagen, Denmark, 25th–30th August 2014*. – Copenhagen, Denmark, 2014. – 124 p.

59. Metamaterials 2015: programme of 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics “Metamaterials 2015”, Oxford, Great Britain, 7 – 12 September 2015. – Oxford, Great Britain, 2015. [Электронный ресурс] / Режим доступа: <http://congress2015.metamorphosevi.org/index.php/component/svisor/?task=showScheduleSvisor&Itemid=156>. –Дата доступа: 08.02.2016.

60. Electromagnetics of bianisotropic materials: Theory and Applications / A. N. Serdyukov [et al.]. – Gordon and Breach Publishing Group [etc.]: London, 2001. – 337 p.

61. Plum, E. Chirality and Metamaterials: Thesis for the degree of Doctor of Philosophy / E. Plum. – University of Southampton. – 2010. – 206 p.

62. Metamaterial [Electronic resource]: [article] from Wikipedia, the free encyclopedia // Режим доступа: <https://en.wikipedia.org/wiki/Metamaterial> – Дата доступа: 12.10.2012.

63. Bose, J. C. On the rotation of plane of polarization of electric waves by a twisted structure / J. C. Bose // Royal Society of London: proceedings, 1898. – Vol. 63. – P. 146 – 152.

64. Emerson, D. T. The Work of Jagadis Chandra Bose: 100 Years of Millimeter-Wave Research / D. T. Emerson // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1997. – Vol.45. – № 12. – P. 2267 – 2273.

65. Lindman, K. F. Öfversigt af Finska Vetenskaps-Societetens förhandlingar / K. F. Lindman // A. Matematik och naturvetenskaper. – 1914. – Vol. LVII. – № 3. – P. 1–32.

66. Brown, J. Artificial dielectrics having refractive indices less than unity / J. Brown // Institution of Electrical Engineers : proceedings, London. – 1953. – № 100. – P. 51 – 62.

67. Rotman, W. Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media / W. Rotman // Antennas and Propagation IRE Transactions. – 1962. – Vol.10. – №1. – P. 82 – 95.

68. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena / J. B. Pendry [et al.] // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1999. – Vol.47. – № 11. – P. 2075 – 2084.

69. Schelkunoff, S.A. Antennas: Theory and Practice / S.A. Schelkunoff, H.T.Friis – N.Y.: John Willey & Sons, 1952. – 584 p.

70. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity / D.R. Smith [et al.] // Physical Review Letters. – 2000. – Vol.84. – № 18. – P. 4184 – 4187.

71. Shelby, R. A. Experimental verification of a negative index of refraction / R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz // Science. – 2001. – Vol. 292. – P. 77 – 79.

72. Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial / G. Dolling [et al.] // Science. – 2006. – Vol. 312. – P. 892 – 894.

73. Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength / G. Dolling [et al.]. // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32. – P. 53 – 55.

74. Агранович, В. М. Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света / В. М. Агранович, Ю. Н. Гартштейн // Успехи физических наук. – 2006. – Т. 176. – № 10. – С. 1051 – 1068.

75. Сивухин, Д. В. Об энергии электромагнитного поля в диспергирующих средах / Д. В. Сивухин // Оптика и спектроскопия. – 1957. – Т. 3. – № 4. – С. 308 – 312.

76. Пафомов, В. Е. К вопросу о переходном излучении и излучении Вавилова – Черенкова / В. Е. Пафомов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1959. – Т. 36. – № 6. – С. 1853 – 1858.

77. Пафомов, В. Е. Излучение Черенкова в анизотропных ферритах / В. Е. Пафомов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1956. – Т. 30. – № 4. – С. 761 – 765.

78. Пафомов, В. Е. Излучение от электрона, пересекающего пластину / В. Е. Пафомов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1957. – Т. 33. – № 4. – С. 1074 – 1075.

79. Мандельштам, Л. И. Групповая скорость в кристаллической решетке / Л. И. Мандельштам // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1945. – Т. 15. – С. 475 – 478.

80. Мандельштам, Л. И. Полное собрание трудов / Л. И. Мандельштам. – М. : Издательство АН СССР, 1950. – Т. 5. – 470 с.

81. Мандельштам, Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике / Л. И. Мандельштам. – М.: Наука, 1972. – 440 с.

82. Агранович, В. М. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов / В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. – М.: Наука, 1965. – 376 с.

83. McDonald, K. T. Negative Group Velocity / K. T. McDonald // American Journal of Physics. – 2001. – Vol. 69. – № 5. – P. 607 – 614.

84. Lamb, H. On group-velocity / H. Lamb // Proceedings of the London Mathematical Society. – 1904. – Vol. s2-1. – № 1. – P. 473 – 479.

85. Laue, M. Die Fortpflanzung der Strahlung in dispergierenden Medien. (The Propagation of Radiation in Dispersive and Absorbing Media.) / M. Laue // Annals of Physics. – 1905. – Vol. 18. – № 4. – P. 523 – 566.

86. Веселаго, В. Г. Волны в метаматериалах: их роль в современной физике / В. Г. Веселаго // Успехи физических наук. – 2011. – Т. 181. – № 11. – С. 1201 – 1205.
87. Schuster, A. An Introduction to the Theory of Optics. / A. Schuster. – London: Edward Arnold and Co. – 1928. – 397 p.
88. Pocklington, H. C. Growth of a wave-group when the group velocity is negative / H. C. Pocklington // Nature. – 1905. – Vol. 71. – №1852. – P. 607 – 608.
89. Lagarkov, A. N. Near-perfect imaging in a focusing system based on a left-handed material plate / A. N. Lagarkov, V. N. Kissel // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 92. – № 7. – P. 077401-1 – 077401-4.
90. Grbic, A. Overcoming the Diffraction Limit with a Planar Left-Handed Transmission-Line Lens / A. Grbic, G. Eleftheriades // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 92. – № 11. – P. 117403-1 – 117403-4.
91. Saturation of the Magnetic Response of Split-Ring Resonators at Optical Frequencies / J. Zhou [et al.] // Physical Review Letters. – 2005. – Vol. 95. – №22. – P. 223902-1 – 223902-4.
92. Negative index of refraction in optical metamaterials / V. M. Shalaev [et al.] // Optics Letters. – 2005. – Vol. 30. – № 24. – P. 3356 – 3358.
93. Near-infrared double negative metamaterials / S. Zhang [et al.] // Optics Express. – 2005. – Vol. 13. – № 13. – P. 4922 – 4930.
94. Experimental Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Metamaterials / S. Zhang [et al.] // Physical Review Letters. – 2005. —Vol. 95. – № 13. – P. 137404-1 – 137404-4.
95. Шатров, А. Д. Искусственная двумерная изотропная среда с отрицательным преломлением / А. Д. Шатров // Тезисы докладов и сообщений II научной-технической конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». – Самара: Самарский государственный университет, 2003. – С. 4 – 6.
96. Лагарьков, А. Н. Электродинамические свойства простых тел из материалов с отрицательными магнитной и диэлектрической проницаемостями / А. Н. Лагарьков, В. Н. Кисель // Доклады Академии наук. – 2001. – Т. 377. – № 1. – С. 40 – 43.
97. Крафтмахер, Г. А. Композиционная среда с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями / Г. А. Крафтмахер, В. С. Бутылкин // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29. – Вып. 6. – С. 26 – 32.

98. Kuzmiak, V. Scattering properties of cylinder fabricated from a left-handed material / V. Kuzmiak, A. A. Maradudin // *Physical Review B*. – 2002. – Vol. 66. – № 045116. – P. 1 – 7.
99. Negative permittivity and permeability of gold square nanosphirals / R. Abdeddaim [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2009. – Т. 94. – № 8. – P. 081907/1 – 081907/3.
100. Шевченко, В. В. Геометрооптическая теория плоской линзы из кирального метаматериала / В. В. Шевченко // *Радиотехника и электроника*. – 2009. – Т. 54. – № 6. – С. 696 – 700.
101. Nemec, H. Tunable terahertz metamaterials with negative permeability / H. Nemec // *Physical Review B*. – 2009. – Т. 79. – № 24. – P. 241108/1 – 241108/4.
102. Fabrication of a novel micron scale Y-structure-based chiral metamaterial: simulation and experimental analysis of its chiral and negative index properties in the terahertz and microwave regimes / N. Wongkasem [et al.] // *Microsc. Res. and Techn.* – 2007. – Т. 70. – № 6. – P. 497 – 505.
103. Zhang, C. Negative reflections of electromagnetic waves in a strong chiral medium / C. Zhang, T. J. Cui // *Applied Physics Letters*. – 2007. – Т. 91. – № 19. – P. 194101/1 – 194101/3.
104. Tretyakov, S. Backward-wave regime and negative refraction in chiral composites / S. Tretyakov, A. Sihvola, L. Jylha // *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*. – 2005. – № 3. – P. 107 – 115.
105. Мальцев, В. П. Метаматериал на основе двумерной двухэлементной решетки из цилиндров с проводимостью поверхности вдоль право- и левовинтовых линий / В. П. Мальцев, А. Д. Шатров // *Радиотехника и электроника*. – 2009. – Т. 54. – № 7. – С. 832 – 837.
106. Cai, W. Optical cloaking with metamaterials / W. Cai [et al.] // *Nature Photonics*. – 2007. – № 1. – P. 224 – 227.
107. Экспериментальные реализации маскирующих покрытий / А. В. Щелокова [и др.] // *Успехи физических наук*. – 2015. – Т. 185. – № 2. – С. 181 – 206.
108. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies / D. Schurig [et al.] // *Science*. – 2006. – Vol. 314. – № 5801. – P. 977 – 980.
109. Electromagnetic cloaking with canonical spiral inclusions / K. Guven [et al.] // *New J. Phys.* – 2008. – Vol. 10. – № 11. – P. 115037-1 – 115037-13.
110. Pendry, J. B. Controlling electromagnetic fields / J. B. Pendry, D. Schurig, D. R. Smith // *Science*. – 2006. – Vol. 312. – № 5781. – P. 1780 – 1782.

111. Дубинов, А. Е. Маскировки материальных объектов методом волнового обтекания / А. Е. Дубинов, Л. А. Мытарева // Успехи физических наук. – 2010. – Т. 180. – № 5. – С. 475 – 501.
112. Giant optical gyrotropy due to electromagnetic coupling / E. Plum [et al.] // Applied Physics Letters. – 2007. – Vol. 90. – № 22. – P. 223113-1 – 223113-4.
113. Metamaterial with negative index due to chirality / E. Plum [et al.] // Physical Review B. – 2009. – Vol. 79. – № 3. – P. 035407-1 – 035407-6.
114. Negative Refractive Index in Chiral Metamaterials, / S. Zhang [et al.] // Physical Review Letters. – 2009. – Vol. 102. – № 2. – P. 023901-1 – 023901-4.
115. Monzon, C. Negative Refraction and Focusing of Circularly Polarized Waves in Optically Active Media / C. Monzon, D. Forester // Physical Review Letters. – 2005. – Vol. 95. – № 12. – P. 123904-1 – 123904-4.
116. Jin, Y. Focusing by a slab of chiral medium / Y. Jin, S. He // Optics Express. – 2005. – Vol. 13. – № 13. – P. 4974 – 4979.
117. Cheng, Q. Negative refractions in uniaxially anisotropic chiral media / Q. Cheng, T. Cui // Physical Review B. – 2006. – Vol. 73. – № 11. – P. 113104-1 – 113104-4.
118. Agranovich, V. M. Spatial dispersion and negative refraction of light / V. M. Agranovich, Y. N. Gartstein // Physics-Uspekhi. – 2006. – Vol. 49. – № 10. – P. 1029 – 1044.
119. Strong Light-Induced Negative Optical Pressure Arising from Kinetic Energy of Conduction Electrons in Plasmon-Type Cavities / H. Liu [et al.] // Physical Review Letters. – 2011. – Vol. 106. – № 8. – P. 087401-1 – 087401-4.
120. Бокуть, Б. В. Особые волны в естественно-гиротропных средах / Б. В. Бокуть, В. В. Гвоздев, А. Н. Сердюков // Журнал прикладной спектроскопии. – 1981. – Vol. 34. – № 4. – С. 701 – 706.
121. Tretyakov, S. Waves and energy in chiral nihility / S. Tretyakov [et al.] // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. – 2003. – Vol. 17. – № 5. – P. 695 – 706.
122. Tretyakov, S. Backward-wave regime and negative refraction in chiral composites / S. Tretyakov, A. Sihvola, L. Jylha // Photonics and Nanostructures Fundamentals and Applications. – 2005. – Vol. 3. – № 2-3. – P. 107 – 115.
123. Pendry, J. B. A chiral route to negative refraction / J. B. Pendry // Science. – 2004. – Vol. 306. – № 5700. – P. 1353 – 1355.
124. Negative refractive index due to chirality / J. Zhou [et al.] // Physical Review B. – 2009. – Vol. 79. – № 12. – P. 121104-1 – 121104-4.

125. Construction of a chiral metamaterial with a U-shaped resonator assembly / X. Xiong [et al.] // *Physical Review B*. – 2010. –Vol. 81. – № 7. – P. 075119-1 – 075119-6.
126. Switching the electric and magnetic responses in a metamaterial / X. Xiong [et al.] // *Physical Review B*. – 2009. –Vol.80. – № 20. – P. 201105-1 – 201105-4.
127. Planar electromagnetic metamaterial with a fish scale structure / V. Fedotov [et al.] // *Physical Review E*. – 2005. –Vol. 72. – № 5. – P. 056613-1 – 056613-4.
128. Plum, E. Optical activity in extrinsically chiral metamaterial / E. Plum, V. A. Fedotov, N. I. Zheludev // *Applied Physics Letters*. – 2008. –Vol. 93. – №19 . – P. 191911-1 –191911-3.
129. Metamaterials: Optical Activity without Chirality / E. Plum [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2009. –Vol. 102. – № 11. – P. 113902-1 – 113902-4.
130. Sharp Trapped-Mode Resonances in Planar Metamaterials with a Broken Structural Symmetry / V. Fedotov [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2007. –Vol. 99. – №14. – P. 147401-1 – 147401-4.
131. Plasmon-Induced Transparency in Metamaterials / S. Zhang // *Physical Review Letters*. – 2008. –Vol. 101. – № 4. – P. 047401-1 – 047401-4.
132. Planar metamaterial analogue of electromagnetically induced transparency for plasmonic sensing / N. Liu [et al.] // *Nano Letters*. – 2010. – Vol. 10. – № 4. – P. 1103–1107.
133. Lasing spaser / N. I. Zheludev [et al.] // *Nature Photonics*. – 2008. – Vol. 2. – № 6. – P. 351 – 354.
134. Towards the lasing spaser: controlling metamaterial optical response with semiconductor quantum dots / E. Plum [et al.] // *Optics Express*. – 2009. – Vol. 17. – № 10. – P. 8548 – 8551.
135. Asymmetric propagation of electromagnetic waves through a planar chiral structure / V. A. Fedotov [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2006. –Vol.97. – № 16. – P. 167401-1 – 167401-4.
136. Lindell, I. V. Karl F. Lindman: the last Hertzian, and a harbinger of electromagnetic chirality / I. V. Lindell, A. H. Sihvola, J. Kurkijarvi // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. – 1992. –Vol.34. – № 3. – P. 24 – 30.
137. Tinoco, I. The optical activity of oriented copper helices. I. Experimental / I. Tinoco, M. P. Freeman // *Journal of Physical Chemistry*. – 1957. –Vol. 61. – № 9. – P. 1196 – 1200.
138. Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer / J. K. Gansel [et al.] // *Science*. – 2009. –Vol. 325. – № 325. – № 5947 – P. 1513 – 1515.

139. Ultrabroadband optical circular polarizers consisting of double-helical nanowire structures / Z. Y. Yang [et al.] // *Optics Letters*. – 2010. –Vol. 35. – № 18. – P. 2588 – 2590.
140. Polarization characteristics of the metallic structure with elliptically helical metamaterials / L. Wu [et al.] // *Optics Express*. – 2011. –Vol. 19. – № 18. – P. 17539–17545.
141. Optically nonactive assorted helix array with interchangeable magnetic/electric resonance / X. Xiong [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2011. –Vol. 98. – № 7. – P. 071901-1– 071901-3.
142. Hegstrom, R. A. The handedness of the Universe / R. A. Hegstrom, D. K. Kondepudi // *Scientific American*. – 1990. –Vol. 262. – №1. – P. 108 – 115.
143. Watson, J. D. A Structure for Deoxyribose Nucleic Acid / J. D. Watson, F. H. C. Crick // *Nature*. – 1953. –Vol. 171. – № 4356. – P. 737–738.
144. ДНК [Электронный ресурс]: [статья] // Wikipedia. – Режим доступа: [https://ru.wikipedia.org/wiki/ Дезоксирибонуклеиновая_кислота](https://ru.wikipedia.org/wiki/Дезоксирибонуклеиновая_кислота). – Дата доступа: 23.02.2016.
145. The dimensions of DNA in solution / M. Mandelkern [et al.] // *Journal of Molecular Biology*. – 1981. –Vol. 152. – № 1. – P. 153 – 161.
146. Gregory, S. The DNA sequence and biological annotation of human chromosome 1 / S. Gregory, K. Barlow, K. McLay // *Nature*. – 2006. –Vol. 441. – № 7091. – P. 315 – 321.
147. Robinson, B. H. The design of a biochip: a self-assembling molecular-scale memory device / B. H. Robinson, N. C. Seeman // *Protein Engineering*. – 1987. –Vol. 1. – № 4. – P. 295 – 300.
148. DNA nanotechnology [Electronic resource]: [article] // Wikipedia. – Режим доступа: http://en.wikipedia.org/wiki/DNA_nanotechnology. – Дата доступа: 11.09.2016.
149. Seeman, N. C. Nanotechnology and the double helix / N. C. Seeman // *Scientific American Reports*. – 2007. –Vol. 17. – №9. – P. 30 – 39.
150. Seeman, N. An Overview of Structural DNA Nanotechnology / N. Seeman // *Molecular Biotechnology*. – 2007. –Vol. 37. – № 3. – P. 246 – 257.
151. Rothmund, P. W. K. Folding DNA to create nanoscale shapes and patterns / P. W. K. Rothmund // *Nature*. – 2006. –Vol. 440. – № 7082. – P. 297 – 302.
152. A primer to scaffolded DNA origami / C. E. Castro [et al.] // *Nature Methods*. –2011. – Vol. 8. – № 3. – P. 221 – 229.

153. Challenges and opportunities for structural DNA nanotechnology / A. V. Pinheiro [et al.] // *Nature Nanotechnology*. – 2011. – Vol. 6. – № 12. – P. 763 – 772.
154. Shih, W. M. A 1.7-kilobase single-stranded DNA that folds into a nanoscale octahedron / W. M. Shih, J. D. Quispe, G. F. Joyce // *Nature*. – 2004. – Vol. 427. – № 6975. – P. 618 – 621.
155. Service, R. F. DNA nanotechnology grows up / R. F. Service // *Science*. – 2011. – Vol. 332. – № 6034. – P. 1140 – 1143.
156. Prelog, V. Chirality in Chemistry : Nobel Lecture, December 12, 1975 // Nobel Lecture. Chemistry, 1971 – 1980 / ed.: T. Frängsmyr, S. Forsen. – Singapore : World Scientific, 1994. – P. 203 – 216.
157. Bunn, C.W. Chemical Crystallography / C. W. Bunn. – 2nd ed. – Oxford: University Press, Oxford, 1961. – 509 p.
158. Nye, J. F. Physical Properties of Crystals / J. F. Nye. – Oxford: University Press, 1957. – 322 p.
159. Sommerfeld, A. Optics / A. Sommerfeld. – New York: Academic Press, 1964. – 383 p.
160. Alder, S. L. Current algebras and applications to particle physics / S. L. Alder, R. F. Dashen. – New York: W. A. Benjamin, Inc., New York, 1968. – 394 p.
161. Biot, J. B. Memoire sur un nouveau genre d'oscillations que les molecules de la lumiere eprouvent en traversant certains cristaux / J. B. Biot // *Mem. Inst.* – 1812. – Vol. 1. – P. 1 – 372.
162. Biot, J. B. Mémoire sur la polarization circulaire et sur ses applications à la chimie organique, in Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut / J. B. Biot // *Mem. Acad. Sci.* – 1835. – Vol. 13. – P. 39 – 175.
163. Biot, J. B. Méthodes mathématiques et expérimentales, pour discerner les mélanges et les combinaisons définies ou non définies qui agissent sur la lumière polarisé suivies d'applications aux combinaisons de l'acide tartrique avec l'eau, l'alcool, et l'esprit de bois / J. B. Biot // in Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut. – 1838. – Vol. 15. – P. 93 – 279.
164. Lindman, K. F. Über eine durch ein isotropes System von spiralförmigen Resonatoren erzeugte Rotations polarisation der elektromagnetischen Wellen / K. F. Lindman // *Annals of Physics*. – 1920. – Vol. 63. – № 4. – P. 621 – 644.
165. Lindman, K. F. Über die durch ein aktives Raumgitter erzeugte Rotationspolarisation der elektromagnetischen Wellen / K. F. Lindman // *Annals of Physics*. – 1922. – Vol. 69. – P. 270 – 284.

166. Pickering, W. H. Private communication, experiment performed at Caltech. – 1945.
167. Manufacture of microwave chiral materials and their electromagnetic properties / S. A. Kuehl [et al.] // *Advances in Complex Electromagnetic Materials* / ed.: A. Priou [et al.]. – Kluwer Academic Publishers, NATO ASI. – 1997. – Series 3, Vol. 28. – P. 317 – 332.
168. Способ изготовления метаматериала (варианты): пат. 2522694 РФ: МПК H01Q1/38 (2012) / В. Г. Веселаго, А. А. Жуков, А. А. Корпухин, А. В. Капустян, В. П. Лаврищев; дата публ.: 20.07.2014.
169. A Metamaterial and metod for producing the same: application WO 2009/116956 A1, H01P 7/00 (2006.01), G02B 6/10 (2006.01), H01Q 5/10 (2006.01) / H. O. Moser, L. Jian, G. Liu, S. M. Kalaiselvi, S. Maniam, S. P. Heussler, J. A. Kong, H. Chen, B. Wu, M. Bahou, S. Virasawmy ; publ. date: 24.09.2009.
170. Получение метаматериалов терагерцового диапазона методом лазерной гравировки / М. М. Назаров [и др.] // *Оптический журнал*. – 2012. – Т. 79. – № 4. – С. 77 – 84.
171. Основы нового метода получения оптических метаматериалов / А. А. Жилин [и др.] // *Оптический журнал*. – 2012. – Т. 79. – № 4. – С. 69 – 76.
172. Effect of poling conditions on second-harmonic generation in fused silica / H. Takebe [et al.] // *Optics Letters*. – 1996. – Vol. 21. – № 7. – P. 468 – 470.
173. An, H. Second-order optical nonlinearity and accompanying near-surface structural modifications in thermally poled soda-lime silicate glasses / H. An, S. Fleming // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2006. – Vol. 23. – № 11. – P. 2303 – 2309.
174. Kameyama, A. Second-order optical nonlinearity and change in refractive index in silica glasses by a combination of thermal poling and x-ray irradiation / A. Kameyama, A. Yokotani, K. Kurosawa // *Journal of Applied Physics*. – 2004. – Vol. 95. – № 8. – P. 4000 – 4006.
175. Quiquempois, Y. Model of charge migration during thermal poling in silica glasses: Evidence of a voltage threshold for the onset of a second-order nonlinearity / Y. Quiquempois, N. Godbout, S. Lacroix // *Physical Review A*. – 2002. – Vol. 65. – № 4. – P. 043816-1 – 043816-14.
176. Doremus, R. H. Mechanism of electrical polarization of silica glass / R. H. Doremus // *Applied Physics Letters*. – 2005. – Vol. 87. – № 23. – P. 232904-1 – 232904-2.
177. Электрохимические методы синтеза гиперболических метаматериалов / А. В. Атращенко [и др.] // *Наносистемы: физика, химия, математика*. – 2012. – Vol. 3. – № 3. – С. 31 – 51.

178. Toward curvilinear metamaterials based on silver-filled alumina templates / Y. A. Barnakov [et al.] // Optical materials express. – 2011. – Vol. 1. – № 6. – P. 1061–1064.
179. Moon, J.– M. Uniform gold nanorod arrays from polyethylenimine-coated alumina templates / J.– M. Moon, A. Wei // Journal of physical chemistry B. – 2005. – Vol. 109. – № 49. – P. 23336 – 23341.
180. Designed ultrafast optical nonlinearity in a plasmonic nanorod metamaterial enhanced by nonlocality / G. A. Wurtz [et al.] // Nature nanotechnology. – 2011. – Vol. 6. – № 2. – P. 107 – 111.
181. Wang, Z. Fabrication of nanostructure via self-assembly of nanowires within the AAO template / Z. Wang, M. Brust // Nanoscale research letters. – 2007. – Vol. 2. – №1. – P. 34 – 39.
182. Fabrication and characterization of flow-through nanoporous gold nanowires /AAO composite membranes / L. Liu [et al.] // Nanotechnology. – 2008. – Vol. 19. – № 33. – P. 335604 – 335609.
183. Hexagonally arranged monodisperse silver nanowires with adjustable diameter and high aspect ratio / J. Choi [et al.] // Chemistry of materials. – 2003. – Vol. 15. – № 3. – P. 776 – 779.
184. Synthesis and growth mechanism of Ni nanotubes and nanowires / X. Li [et al.] // Nanoscale research letters. – 2009. – Vol. 4. – №9. – P. 1015 – 1020.
185. Orientation-controlled synthesis and ferromagnetism of single crystalline Co nanowire arrays / X. Huang [et al.] // Journal of physical chemistry C. – 2008. – Vol. 112. – № 5. – P. 1468 – 1472.
186. Copper nanowire arrays for infrared polarizer / Y. T. Pang [et al.] // Applied Physics A. – 2003. –Vol. 76. – № 4.– P. 533 – 536.
187. Kartopu, G. Synthesis of palladium nanowire arrays with controlled diameter and length / G. Kartopu, S. Habouti, M. Es-Souni // Materials chemistry and physics. – 2008. – Vol. 107. – № 2-3. – P. 226 – 230.
188. Maruo, S. Three-dimensional microfabrication with two-photon-absorbed photopolymerization / S. Maruo, O. Nakamura, S. Kawata // Optics Letters. – 1997. – Vol. 22. – № 2. – P. 132 – 134.
189. Large-area flexible 3D optical negative index metamaterial formed by nanotransfer printing / D. Chanda [et al.] // Nature Nanotechnology. – 2011. – Vol. 6. –№7. – P. 402 – 407.
190. Fabrication of large-area 3D optical fishnet metamaterial by laser interference lithography / Y. Zhou [et al.] // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol. 103. – № 12. – P. 123116-1 – 123116-4.

191. Fischer, J. Three-dimensional direct laser writing inspired by stimulated-emission-depletion microscopy / J. Fischer, M. Wegener // *Optical Materials Express*. – 2011. – Vol. 1. – № 14. – P. 615 – 624.
192. Three-dimensional metallic photonic crystals with optical bandgaps / N. Vasilantonakis [et al.] // *Advanced Materials*. – 2012. – 24. – P. 1101 – 1105.
193. Morphology and size dependence of silver microstructures in fatty salts-assisted multiphoton photoreduction microfabrication / Y.– Y. Cao [et al.] // *Applied Physics A*. – 2009. – Vol. 96. – № 2. – P. 453 – 458.
194. Metallic-tilted woodpile photonic crystals in the midinfrared / J.D. Williams [et al.] // *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*. –2010. –Vol. 9. – № 2. – P. 023011-1 – 023011-4.
195. Lin, S.Y. Three-dimensional photonic-crystal emitter for thermal photovoltaic power generation / S. Y. Lin, J. Moreno, J. G. Fleming // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Vol. 83. – № 2. – P. 380 – 382.
196. Three-dimensional bichiral plasmonic crystals fabricated by direct laser writing and electroless silver plating / A. Radke [et al.] // *Advanced Materials*. – 2011. – Vol. 23. – № 27. – P. 3018–3021.
197. Fabrication of disconnected three-dimensional silver nanostructures in a polymer matrix / K. Vora [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 100. – № 6. – P. 063120-1 –063120-3.
198. Optical metamagnetism and negative-index metamaterials / U. K. Chettiar [et al.] // *MRS Bull*. – 2008. – Vol. 33. – № 10. – P. 921 – 926.
199. Focused-ion-beam nanofabrication of near-infrared magnetic metamaterials / C. Enkrich [et al.] // *Advanced Materials*. – 2005. – Vol. 17. – № 21. – P. 2547 – 2549.
200. Large-area magnetic metamaterials via compact interference lithography / N. Feth [et al.] // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15. – № 2 – P. 501 – 507.
201. Optical metamaterials at near and mid-IR range fabricated by nanoimprint lithography / W. Wu [et al.] // *Applied Physics A*. – 2007. – Vol. 87. – № 2. – P. 143 – 150.
202. Dolling, G. Realization of a three-functional-layer negative-index photonic metamaterial / G. Dolling, M. Wegener, S. Linden // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32. – № 5. – P. 551 – 553.
203. Three-dimensional photonic metamaterials at optical frequencies / N. Liu [et al.] // *Nature Materials*. – 2008. – Vol. 7. – № 1. – P. 31 – 37.
204. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index / J. Valentine [et al.] // *Nature*. – 2008. – Vol. 455. – № 7211 . – P. 376 – 379.

205. Three-dimensional fabrication of metallic nanostructures over large areas by two-photon polymerization / F. Formanek [et al.] // Optics Express. – 2006. – Vol. 14. – № 2. – P. 800 – 809.
206. Photonic metamaterials by direct laser writing and silver chemical vapour deposition / M. S. Rill [et al.] // Nature Materials. – 2008. – Vol. 7. – № 7. – P. 543 – 546.
207. Nanoscribe [Electronic resource]. – Режим доступа: <http://www.nanoscribe.de/en/>. – Дата доступа: 05.01.2016.
208. Киральные электродинамические объекты / Б. З. Каценеленбаум [и др.] // Успехи физических наук. – 1997. – Т. 167. – № 11. – С. 1201 – 1212.
209. Tretyakov, S. A. Gamett modeling of uniaxial chiral composites with bianisotropic inclusions / S. A. Tretyakov, F. Mariotte // Journal of electromagnetic waves and applications. – 1995. – Vol. 9. – № 7/8. – P. 1011 – 1025.
210. Справочник металлиста: в 5 т. / под ред.: А. Г. Рахштадта, В. А. Брострема. – М.: Машиностроение, 1976. – Т. 2. – 640 с.
211. Данилин, Б. С. Магнетронные распылительные системы / Б. С. Данилин, В. К. Сырчин. – М.: Радио и связь, 1982. – 73 с.
212. Полимерные волокнистые melt-blown материалы / В.А. Гольдаде [и др.]. – Гомель: ИММС НАНБ, 2000. – 260 с.
213. Мицмахер, М. Ю. Безэховые камеры СВЧ / М. Ю. Мицмахер, В. А. Торгованов – М.: Радио и связь, 1982. – 128 с.
214. Приемник измерительный П5–5Б: техническое описание и инструкция по эксплуатации. – Минск, 1978. – 130 с.
215. Генератор сигналов высокочастотный Г4–80: описание, инструкция по эксплуатации. – Горький, 1977. – 102 с.
216. Драбкин, А. Л. Антенно-фидерные устройства / А. Л. Драбкин, В. Л. Зузенко. – М.: Советское радио, 1961. – 816 с.
217. Сажин, Б. И. Электропроводность полимеров / Б.И. Сажин; под ред.: Г.П. Михайлова. – Ленинград: Химия, 1964. – 116 с.
218. Тейлор, Дж. Введение в теорию ошибок / Дж. Тейлор. – М.: Мир, 1985. – 210 с.
219. Зайдель, А. Н. Погрешности измерений физических величин / А. Н. Зайдель. – Ленинград: Наука, 1985. – 120 с.
220. Пилюсян, Р. М. Обработка результатов измерений / Р. М. Пилюсян. – Ленинград: ЛЭИС, 1979. – 136 с.
221. Юрцев, О. А. Спиральные антенны / О. А. Юрцев, А. В. Рунов, А. Н. Казарин. – М.: Советское радио, 1974. – 224 с.

222. Антенный поляризатор: а. с. № SU 1821853: A1 H01Q 15/00/ Н. И. Бук; дата публ.: 15.06.1993.
223. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. В 6 т. – Т. 4. Оптика / Д. В. Сивухин. – М.: Наука, 1980. – 752 с.
224. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М: Наука, 1973. – 713 с.
225. Яворский, Б. М. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов / Б. М. Яворский, А. Детлаф. – М.: Наука, 1977. – 943 с.
226. Varadan, V. V. Reflection and transmission characteristics of a structurally chiral slab: Intrinsic anisotropy and form chirality / V. V. Varadan, A. Lakhtakia, V. K. Varadan // *Optik*. – 1988. – Vol. 80. – № 1. – P. 27 – 32.
227. Lakhtakia, A. On light propagation in helicoidal bianisotropic mediums / A. Lakhtakia, W. S. Weiglhofer // *Proceedings of the Royal Society A*. – 1995. – Vol. A 448. – № 1934. – P. 419 – 437.
228. Abdulhaim, I. Light propagation along the helix of chiral smectics and twisted nematics / I. Abdulhaim // *Optics Communications*. – 1987. – Vol. 64. – № 5. – P. 443 – 448.
229. Семченко, И. В. Влияние молекулярной гиротропии на распространение света в холестерических жидких кристаллах / И. В. Семченко, А. Н. Сердюков // *Докл. АН БССР*. – 1982. – Т. 26. – № 3. – С. 235 – 237.
230. Vries, H. De Rotatory power and optical properties of certain liquid crystals / H. De Vries // *Acta Crystallogr.* – 1951. – Vol. 4. – P. 219-226.
231. Беляков, В. А. Оптика холестерических жидких кристаллов / В. А. Беляков, А. С. Сонин. – М.: Наука, 1982. – 360 с.
232. Коршунова, Е.Н. Изотропный поворотный поляризатор проходного типа, образованный двумя решетками из многозаходных проволочных спиралей / Е.Н. Коршунова, А.Н.Сивова, А.Д.Шатрова // *Радиотехника и электроника*. – 1997. – Т.42. – № 10. – С.1157 – 1160.
233. Kraus, J. D. *Radio Astronomy* / J. D. Kraus. – 2nd Edition. – Powell, Ohio: Cygnus-Quasar, 1986. – 719 p.
234. Тамм, И.Е. Основы теории электричества / И.Е. Тамм. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
235. Fabrication of metamaterials on the basis of precise micro- and nanoshells / E.V. Naumova [et al.] / *The first intern. congress on advanced electromagnetic materials in microwaves and optics Metamaterials 2007: proceedings, Rome, Italy, 22 – 24 October, 2007*. – Roma: Univ. “Roma Tre”, 2007. – P. 74 – 77.

236. Kauzmann, W. Quantum chemistry. An introduction / W. Kauzmann. – New York: Academic Press, 1957. – 744 p.
237. Antenna handbook: theory, applications, and design / ed. by Y. T. Lo and S. W. Lee. – New York: Springer, 1988. – 2305 p.
238. Antennas in matter: fundamentals, theory, and applications / R. W. P. King [et al.] – Cambridge, Massachusetts and London, England: The M.I.T. Press, 1981. – 875 p.
239. King, R. W. P. Antennas and waves: A modern approach / R. W. P. King, C. W. Harrison. – Boston, The M.I.T. Press, 1969. – 778 p.
240. Maksimenko, S. A. Gaussian pulse propagation in a linear, lossy chiral medium / S.A. Maksimenko, G.Y. Slepian, A. Lakhtakia // Journal of the Optical Society of America A. – 1997. – Vol.14. – No. 4. – P.894 – 900.
241. Белый, В. Н. Метаматериалы в оптической области спектра: технологии, свойства и перспективы применения / В. Н. Белый // IV Международная конференция «Наноструктурные метаматериалы – 2014»; Минск, Беларусь, 7 – 10 октября 2014 г.: сб. материалов. – Минск, Белорусская наука, 2014. – С. 41 – 42.
242. Способ определения оптического метаматериала и устройство для его реализации: пат. 2551265 Рос. Федерация: МПК7 G 01 N 21/41 /П.И.Ропот, Н.С.Казак, А.П. Ропот, Д.Б. Мохаммед; заявитель и патентообладатель ГНУ «Институт физики им. Б.И.Степанова Национальной академии наук Беларуси» № 2013155329/28; заявл. 12.12.2013; опубл. 20.05.2015 // Официальный бюл. «Изобретения. Полезные модели (с полным описанием изобретений к патентам)». – 2015. – № 14.
243. Конструкция гиперболического метаматериала для оптического спектрального диапазона: пат. на пол. мод. 10687 U Респ. Беларусь: МПК (2006.01) H01L 29/06 / Д.Б. Мохаммед, В.Н. Белый, С.А.Марзук, Н.С.Казак, Н.И. Мухуров, И.В.Гасенкова, А.А.Хани; заявители и патентообладатели ГНУ «Институт физики им. Б.И.Степанова Национальной академии наук Беларуси», научно-технический центр им. Короля Абдулазаиза. – № u 20140450; заявл. 12.12.2014; опубл. 30.06.2015 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2015. – № 3. – С. 162.
244. Hardy, W. N. Split-ring resonator for use in magnetic resonance from 200-2000 MHz / W. N. Hardy, L. A. Whitehead // Review of Scientific Instruments. – 1981. – 52. – P. 213–216.
245. Способ определения параметра киральности искусственных киральных сред: пат. 2 418 292 Рос. Федерация: МПК G01N 23/02 (2006.01) / А. Н. Волобуев, О.В. Осипов, Т.А. Панфёрова; заявители и патентообладатели А. Н. Волобуев, О.В. Осипов, Т.А. Панфёрова. – №

2010110767/07: заявл. 22.03.2010; опубл. 10.05.2011 // Официальный бюл. «Изобретения. Полезные модели (с полным описанием изобретений к патентам)». – 2011. – № 13.

246. Шепелевич, В. В. Запись и считывание голограмм в кубических гиротропных фоторефрактивных пьезокристаллах: обзор / В. В. Шепелевич // Журнал прикладной спектроскопии. – 2011. – Т. 78. – № 11. – С. 493 – 515.

247. Lindell, I.V. Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media / I.V. Lindell, A.H. Sihvola, S.A. Tretyakov, A.J. Viitanen. – Boston: Artech House, 1994. – 332 p.

248. Tretyakov, S. Analytical Modeling in Applied Electromagnetics/ S.Tretyakov. – Norwood, MA: Artech House, 2003. – 272 p.

249. Виноградов, А.П. Электродинамика композитных материалов / А.П. Виноградов. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 208 с.

250. Рыженко, Д. С. Применение метаматериалов при разработке волноводных СВЧ устройств: дисс. ... канд. техн. наук: 05.12.07/ Д.С.Рыженко. – Москва: МГТУ им. Н.Э. Баумана. – 2011. – 141 с.

251. Кисель, В. Н. Электродинамические модели сложных электрофизических объектов и эффективные методы расчета их полей рассеяния: дисс. ... докт. физ.-мат. наук: 01.04.13, 05.12.07 / В.Н. Кисель. – Москва: ОИВТ, ИТПЭ РАН. – 2004. – 339 с.

252. Одит, М. А. Моделирование электродинамических параметров изотропного метаматериала на основе диэлектрических резонаторов: дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / М.А. Одит. – Санкт-Петербург: ЛЭТИ. – 2010. – 127 с.

253. Самофалов, А. Л. Преобразование электромагнитных волн СВЧ диапазона в искусственных киральных средах: дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / А. Л. Самофалов. – Гомель: ГГУ им. Ф.Скорины. – 2012. – 122 с.

254. Балмаков, А.П. Структурная оптимизация спирального электромагнитного элемента и его применение в метаматериалах в качестве составляющего компонента массива: дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.05 / А. П. Балмаков. – Гомель: ГГУ им. Ф.Скорины – Сидзуока университет. – 2013 – 2014. – 151 с.

255. Зенькевич, Э. И. Наноккомпозиты на основе полупроводниковых нанокристаллов и органических молекул: принципы формирования, свойства и применения / Э. И. Зенькевич, К. фон Борцисковски // Инженерия поверхностного слоя деталей машин: сборник материалов II Международной научно-практической конференции, 27-28 мая 2010 г.: посвященной 85-летию со дня рождения академика О.В. Романа, 55-летию кафедры "Порошковая металлургия, сварка и технология материалов" БНТУ / ред.

колл.: Б. М. Хрусталева, Ф. И. Пантелеенко, В. Ю. Блюменштейн. – Минск, БНТУ, 2010. – С. 67 - 69.

256. Biological Science 1 and 2 / D.J. Taylor [et al.]; ed.: R. Soper. – Cambridge University Press, 1997. – 928 p.

257. DNA [Electronic resource]: // Wikipedia. – Режим доступа: <http://en.wikipedia.org/wiki/DNA>. – Дата доступа: 03.02.2016.

258. Ландау, Л. Д. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1973. – 504 с.

259. Белый, В. Н. Управление поляризацией упругих волн электрическим полем, создающим спиральную анизотропию / В. Н. Белый, Б. Б. Севрук // Акустический журнал. – 1983. – Т. 29. – № 2. – С. 157 – 161.

260. Белый, В. Н. Параметрические электроакустические эффекты в кристаллах с индуцированной внешним электрическим полем вращающейся акустической анизотропией / В. Н. Белый, Б. Б. Севрук // Журн. техн. физики. – 1987. – Т. 57. – № 2. – С. 336 – 340.

261. Белый, В. Н. Воздействие внешнего электрического поля на акустические оси в центросимметричных кубических кристаллах / В. Н. Белый, Б. Б. Севрук, А. Г. Хаткевич // Кристаллография. – 1986. – Т. 31. – № 1. – С. 5 – 11.

262. Белый, В. Н. Параметрическое взаимодействие циркулярно поляризованных электромагнитных и акустических волн в кристаллах с электрострикционной нелинейностью / В. Н. Белый, Б. Б. Севрук // Ковариантные методы в теоретической физике: сб. науч. тр. – Минск, ИФ НАН Беларуси, 1986 – С. 132 – 141.

263. Федоров, Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах / Ф. И. Федоров. – М.: Наука, 1965. – 386 с.

264. Федоров, Ф. И. К феноменологической теории оптически активных кристаллов / Ф. И. Федоров, Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков // Кристаллография. – 1970. – Т. 15. – № 5. – С. 1002 – 1006.

265. Сердюков, А.Н. Волновые процессы в гиротропных кристаллах: дисс. ... докт. физ.-мат. наук: 01.04.05 / А.Н. Сердюков. – Гомель: ГГУ, 1985. – 343 с.

266. Бокуть, Б. В. Нелинейная оптическая активность / Б.В. Бокуть, Н.С. Казак, А. Н. Сердюков. – Минск: Ин-т физики Акад. наук БССР, 1971. – 45 с.

267. Семченко, И. В. Электромагнитные и акустические волны в гиротропных средах с периодической структурой: дисс. ... докт. физ.-мат. наук: 01.04.05 / И. В Семченко. – Гомель: ГГУ, 1997. – 275 с.

268. Хахомов, С.А. Распространение акустических волн в кристаллах в присутствии вращающегося электрического поля: дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.07 / С.А. Хахомов. – Гомель: ГГУ, 1996. – 113 с.
269. Чабан, А. А. Неустойчивость упругих колебаний в пьезоэлектриках в переменном электрическом поле / А. А. Чабан // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – Т. 6. – № 7. – С. 967 – 969.
270. Thomson, R. B. Nonlinear interaction of microwave electric fields and sound in LiNbO_3 / R. B. Thomson, C. F. Quate // Journal of Applied Physics. – 1971. – Vol. 42. – № 3. – P. 907 – 919.
271. Крайник, Н. Н. Фононное (электроакустическое) эхо в кристаллах / Н. Н. Крайник, С. Н. Попов, Г. А. Смоленский // Акустический журнал. – 1976. – Т. 22. – № 1. – С. 146 – 148.
272. Бурлак, Г. Н. Об одном типе параметрической неустойчивости акустических волн в твердых телах / Г. Н. Бурлак, Н. Я. Коцаренко // Физика твердого тела. – 1981. – Т. 23. – № 2. – С. 641 – 643.
273. Пинскер, З. Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах / З. Г. Пинскер. – М.: Наука, 1974. – 368 с.
274. Чжан, Ш. Многоволновая дифракция рентгеновских лучей в кристаллах / Ш. Чжан. – М.: Мир, 1987. – 336 с.
275. Беляков, В. А. Оптика холестерических жидких кристаллов / В. А. Беляков, А. С. Сонин. – М.: Наука, 1982. – 360 с.
276. Ахраменко, И. Н. Особенности распространения электромагнитных волн в поглощающем естественно гиротропном кристалле с индуцированной одноосной нестационарной анизотропией / И. Н. Ахраменко, И. В. Семченко, А. Н. Сердюков // Кристаллография. – 1989. – Т. 34, № 6. – С. 1349–1353.
277. Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов / М. П. Зайцева [и др.]. – Новосибирск: Наука, 1986. – 177 с.
278. Сиротин, Ю. И. Основы кристаллофизики / Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская. – М.: Наука, 1979. – 639 с.
279. Гуревич, В. Л. Кинетика фононных систем / В. Л. Гуревич. – М.: Наука, 1980. – 400 с.
280. Семченко, И. В. Распространение света в среде с вращающейся холестерической структурой анизотропии / И. В. Семченко, А.Н. Сердюков // Журнал прикладной спектроскопии. – 1984. – Т. 41. – № 5. – С. 827 – 830.
281. Исследование электрострикционных констант первого и второго порядка в веществах с большой диэлектрической проницаемостью / С. И. Пекар [и др.] // Докл. АН СССР. Сер. Физ. – 1976. – Т. 230. – № 5. – С. 1089 – 1091.

282. Жабитенко, Н. К. Исследование влияния электрического поля на скорость распространения упругих волн в изотропных твердых телах / Н. К. Жабитенко, И. Я. Кучеров // Украинский физический журнал. – 1978. – Т. 23. – № 2. – С. 263 – 266.

283. Влияние постоянного электрического поля на распространение поверхностных акустических волн в пьезокерамике системы ЦТС / А. Н. Рыбьянец [и др.] // Журнал технической физики. – 1986. – Т. 56. – № 12. – С. 2371 – 2375.

284. Беляков, В. А. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры / В. А. Беляков. – М. : Наука, 1988. – 256 с.

285. Ахраменко, И. Н. Электромагнитные волны в кристаллах с индуцированной вращающейся анизотропией: дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.05 / И. Н. Ахраменко. – Гомель: ГГУ, 1993. – 123 с.

286. Блистанов, А. А. Акустические кристаллы: справочник / А. А. Блистанов [и др.]; под ред. М.П. Шаскольской. – М. : Наука, 1982. – 632 с.

287. Cho, Y. Nonlinear, elastic, piezoelectric, electrostrictive and dielectric constants of lithium niobate / Y. Cho, K. Yamanouchi // Journal of Applied Physics. – 1987. – Vol. 61. – № 3. – P. 875 – 887.

Список публикаций соискателя

Монография

1–А. Семченко, И. В. Объемные акустические волны в кристаллах во вращающемся электрическом поле: монография / И. В. Семченко, С. А. Хахомов – Минск: Беларуская навука, 1998. – 150 с.

Главы в книгах

2–А. Semchenko, I. V. The influence of induced chiral properties on the transformation of polarization of acoustic waves in piezoelectric semiconductors / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // Advances in Complex Electromagnetic Materials / Ed.by A. Priou [et al.]. – Kluwer Academic Publishers. – 1997. – P. 219 - 226.

3–А. Semchenko, I. V. Propagation of electromagnetic waves in artificial anisotropic uniform and twisted omega-structures / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials / Ed. by Said Zouhdi, Ari Sihvola and Mohamed Arsalane, Kluwer Academic Publishers. – 2002. – P. 197 – 210.

4–A. Semchenko, I .V. The competition of Bragg reflection and Fresnel's reflection of electromagnetic waves in the artificial helicoidal bianisotropic media with local chirality / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials* / Ed. by Said Zouhdi, Ari Sihvola and Mohamed Arsalane, Kluwer Academic Publishers. – 2002. – P. 307 – 318.

5–A. Semchenko, I .V. Effective electron model of the wire helix excitation at microwaves: first step to optimization of pitch angle of helix / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, E. A. Fedosenko // *Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials* / Ed. by Said Zouhdi, Ari Sihvola and Mohamed Arsalane, Kluwer Academic Publishers. – 2002. – P. 245 – 258.

6–A. The effective optimal parameters of metamaterial on the base of omega-elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A.L. Samofalov, M.A. Podalov, Q. Songsong // *Recent Global Research and Education: Technological Challenges* / Ed. by Ryszard Jablonski and Roman Szewczyk, *Advances in Intelligent Systems and Computing*, Vol. 519, Springer. – 2017. –P. 3 – 9.

Статьи в рецензируемых журналах

7–А. Семченко, И. В. Влияние дрейфа носителей заряда на резонансное взаимодействие акустических волн с вращающимся электрическим полем в пьезополупроводниках / И. В. Семченко, С. А. Хахомов // *Кристаллография*. – 1997. –Т. 42. – № 2. – С. 221 – 224.

8–А. Reflection and transmission by a uniaxially bi-anisotropic slab under normal incidence of plane waves / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola, E. A. Fedosenko. – *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1998. – Vol. 31. – № 19.– P. 2458 – 2464.

9–А. Reply to comment on “Reflection and transmission by a uniaxially bi-anisotropic slab under normal incidence of plane waves” / S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov. – *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1999. – Vol. 32. –№ 20. – P. 2705 – 2706.

10–А. Microwave analogy of optical properties of cholesteric liquid crystals with local chirality under normal incidence of waves / S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov. – *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1999. – Vol. 32. – № 24. – P. 3222 – 3226.

11–А. Electromagnetic waves in artificial chiral structures with dielectric and magnetic properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola . – *Electromagnetics*. – 2001. – Vol. 21. – №. 5. – P. 401 – 414.

12–А. Семченко, И. В. Отражение и прохождение электромагнитных волн при нормальном падении на би-анизотропную Ω -структуру /

И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2001. – № 6(9). – С. 26 – 32.

13–А. Семченко, И. В. Электромагнитные волны в поглощающих искусственных гиротропных средах с анизотропией диэлектрических и магнитных свойств / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, Е. А. Федосенко // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2001. – № 6(9). – С. 33 – 38.

14–А. Semchenko, I. V. Artificial uniaxial bi-anisotropic media at oblique incidence of electromagnetic waves / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // Electromagnetics. – 2002. – Vol. 22. – № 1. – P. 71 – 84.

15–А. Семченко, И. В. Взаимодействие электромагнитных волн с искусственными киральными объектами – новая область электродинамики / И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2005. – № 3(30). – С. 29 – 37.

16–А. Семченко, И. В. Объемные акустические волны ультразвукового диапазона в кристаллах во вращающемся электрическом поле / И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2005. – № 3(30). – С. 38 – 49.

17–А. Семченко, И. В. Оптические свойства гиротропных слоисто-периодических сред / И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2005. – № 4(31). – С. 153 – 156.

18–А. Semchenko, I. V. Polarization plane rotation of electromagnetic waves by the artificial periodic structure with one-turn helical elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // Electromagnetics. – 2006. – Vol. 26. – № 3 – 4. – P. 219 – 233.

19–А. Яковцов, И. Н. Исследование амплитудно-частотных характеристик пьезокерамического элемента на основе соединения цирконий – титанат – свинец / И. Н. Яковцов, С. Д. Барсуков, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2006. – № 6(39). – Ч. 1. – С. 147 – 151.

20–А. Хахомов, С. А. Получение циркулярно-поляризованной отраженной волны с помощью искусственной плоской решетки из одновитковых спиралей / С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов, С. А. Третьяков // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2006. – № 6 (39). – Ч. 2. – С. 87 – 90.

21–А. Семченко, И. В. Преобразование поляризации электромагнитных волн спиральными излучателями / И. В. Семченко, С. А. Хахомов,

А. Л. Самофалов // Радиотехника и электроника. – 2007. – Т. 52. – № 8. – С. 917 – 922.

22–А. Семченко, И. В. Поляризационная селективность электромагнитного излучения ДНК / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. П. Балмаков // Радиотехника и электроника. – 2007. – Т. 52. – № 9. – С. 1078 – 1083.

23–А. Излучение циркулярно поляризованных СВЧ волн плоской периодической структурой из Ω -элементов / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, М. А. Подалов, С. А. Третьяков // Радиотехника и электроника. – 2007. – Т. 52. – № 9. – С. 1084 – 1088.

24–А. Modeling of Spirals with Equal Dielectric, Magnetic, and Chiral Susceptibilities / E. Saenz, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, K. Guven, R. Gonzalo, E. Ozbay, S. Tretyakov. – Electromagnetics. – 2008. – Vol. 28. – № 7. – P. 476 – 493.

25–А. Semchenko, I. V. Chiral metamaterial with unit negative refraction index / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov // The European Physical Journal Applied Physics. – 2009. – Vol. 46. – № 3. – P. 32607-1 – 32607-4.

26–А. Семченко, И. В. Исследование искусственных ДНК-подобных структур в СВЧ-диапазоне: наблюдение поляризационной селективности отражения волн / И. В. Семченко, А. П. Балмаков, С. А. Хахомов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2009. – № 4. – С. 66 – 72.

27–А. Семченко, И. В. Оптимальная форма спирали: равенство диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостей / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 5. – С. 30 – 36.

28–А. Semchenko, I. V. Acoustic waves in ceramics with the electroinduced anisotropy / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. D. Barsukov // Journal of Automation, Mobile Robotics and Intelligent Systems. – 2009. – Vol. 3. – № 4. – P. 199 – 201.

29–А. Semchenko, I. V. Effect of maximum interaction of circularly polarized electromagnetic waves with the molecule of DNA / I. V. Semchenko, A. P. Balmakov, S. A. Khakhomov // Journal of Automation, Mobile Robotics and Intelligent Systems. – 2009. – Vol. 3. – № 4. – P. 207 – 209.

30–А. Барсуков, С. Д. Универсальный генератор для акустооптических исследований / С. Д. Барсуков, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2009. – № 4(55). – Ч. 2. – С. 88 – 93.

31–А. Семченко, И. В. Максимальная селективность взаимодействия циркулярно поляризованных электромагнитных волн с молекулой ДНК / И. В. Семченко, А. П. Балмаков, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2009. – № 5(56). – Ч. 1. – С. 104 – 108.

32–А. Барсуков, С. Д. Акустические волны в сегнетокерамике с электроиндуцированной анизотропией / С. Д. Барсуков, С. А. Хахомов, И. В. Семченко // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2009. – № 5(56). – Ч. 1. – С. 109 – 113.

33–А. Семченко, И. В. Использование парных спиралей оптимальной формы для создания слабоотражающих покрытий в СВЧ диапазоне / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Проблемы физики, математики и техники. – 2009. – № 1. – С. 33 – 39.

34–А. Семченко, И. В. Взаимодействие искусственных ДНК-подобных структур в СВЧ-диапазоне: поляризационная селективность отражения волн / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. П. Балмаков // Радиофизика и электроника (Украина, Харьков). – 2009. – Т. 14. – № 1. – С. 103 – 108.

35–А. Semchenko, I. V. Helices of optimal shape for nonreflecting covering / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // The European Physical Journal Applied Physics. – 2010. – Vol. 49. – № 3. – P. 33002-p1 – 33002-p5.

36–А. Семченко, И. В. Поляризационная селективность взаимодействия молекулы ДНК с рентгеновским излучением / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. П. Балмаков // Биофизика. – 2010. – Т. 55. – № 2. – С. 227 – 232.

37–А. Семченко, И. В. Поляризационная селективность искусственных анизотропных структур на основе ДНК-подобных спиралей / И. В. Семченко, А. П. Балмаков, С. А. Хахомов // Кристаллография. – 2010. – Т. 55. – № 6. – С. 992 – 998.

38–А. Исследование свойств искусственных анизотропных структур с большой киральностью / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, Е. В. Наумова, В. Я. Принц, С. В. Голод, В. В. Кубарев // Кристаллография. – 2011. – Т. 56. – № 3. – С. 404 – 411.

39–А. Семченко, И. В. Моделирование и исследование искусственных анизотропных структур с большой киральностью в СВЧ диапазоне / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Проблемы физики, математики и техники. – 2011. – № 3(8). – С. 28 – 31.

40–А. Преимущества искусственных слабо отражающих структур на основе оптимальных спиралей при преломлении и поглощении электромагнитных волн / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов,

С. А. Третьяков // Проблемы физики, математики и техники. – 2011. – № 4(9). – С. 1 – 4.

41–А. Семченко, И. В. Экспериментальные исследования фазовых переходов в сегнетокерамике на основе титаната-бария-стронция / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, С. Д. Барсуков // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2011. – № 6(69). – С. 33 – 39.

42–А. Experimental researches of phase transitions in ceramics on the basis of barium-strontium- titanate / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. D. Barsukov, O. M. Demidenko. – Journal of Advanced Research in Physics. – 2011. – №2. – P. 021110-1 – 021110-4.

43–А. Численное моделирование поворота плоскости поляризации при отражении СВЧ волны от двумерной решетки на основе металлических спиралей / И. А. Фаняев, А. Л. Самофалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2012. – № 6(75). – С. 87 – 93.

44–А. Microwave circular polarizer based on bifilar helical particles/ A. P. Balmakov, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, M. Nagatsu // Проблемы физики, математики и техники. – 2013. – № 1(14). – С. 7 – 12.

45–А. Преобразователи поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой / А. Л. Самофалов, И. А. Фаняев, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Проблемы физики, математики и техники. – 2013. – № 3(16). – С. 34 – 38.

46–А. Фаняев, И. А. Дифракция волн на цилиндре, окруженном оптимальными спиральями / И. А. Фаняев, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2013. – № 6(81). – С. 208 – 216.

47–А. Исследование свойств слабоотражающих метаматериалов с компенсированной хиральностью / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, В. С. Асадчий, Е. В. Наумова, В. Я. Принц, С. В. Голод, А. Г. Милехин, А. М. Гончаренко, Г. В. Синицын // Кристаллография. – 2014. – Т. 59. – № 4. – С. 544 – 550.

48–А. The potential energy of non-resonant optimal bianisotropic particles in an electromagnetic field does not depend on time / I. Semchenko, S. Khakhomov, A. Balmakov, S. Tretyakov. – The European Physical Journal, EPJ Applied Metamaterials. – 2014. – 1. – P.1 – 4.

49–А. Sihvola, A. H. View on the history of electromagnetics of metamaterials: Evolution of the congress series of complex media / A. H.

Sihvola, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*. – 2014. – Vol. 12. – № 4. – P. 279 –283.

50–А. Экспериментальные исследования направленной антенны на основе спиральных элементов / С. Д. Барсуков, А. П. Балмаков, И. В. Семченко, С. А. Хахомов, Т. А. Державская, А. П. Слобожанюк, А.Е. Краснок, П.А. Белов // *Проблемы физики, математики и техники*. – 2014. – № 3(20). – С. 16 – 20.

51–А. Параметрическое моделирование оптимальных омега-элементов, обеспечивающих преобразование поляризации СВЧ волны метаповерхностью / Сонгсонг Цянь, М. А. Подалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // *Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины*. – 2014. – № 6(87). – С. 215 – 219.

52–А. Поглотители электромагнитного излучения СВЧ-диапазона на основе полимерных композитов и киральных структур / Сонгсонг Цянь, В. А. Банний, А. Л. Самофалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // *Проблемы физики, математики и техники*. – 2014. – № 4(21). – С. 40 – 45.

53–А. Ground-plane-less bidirectional terahertz absorber based on omega resonators / A. Balmakou, M. Podalov, S. Khakhomov, D. Stavenga, I. Semchenko. – *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40. – № 9. – P. 2084 – 2087.

54–А. Total Absorption Based On Smooth Double-Turn Helices / I. A. Faniayeu, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, T. Dziarzhauskaya – *Advanced Materials Research*. – 2015. – Vol. 1117. – № 1. – P. 39 – 43.

55–А. Semchenko, I.V. Helical Metamaterial Elements As RLC Circuit / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, T. Dziarzhauskaya // *Advanced Materials Research*. – 2015. – Vol. 1117. – № 1. – P. 122 – 125.

56–А. Одноосный электрически тонкий вращатель поляризации электромагнитных волн / И. А. Фаняев, И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // *Проблемы физики, математики и техники*. – 2015. – № 1(22). – С. 32 – 37.

57–А. Подалов, М. А. Создание планарных метаматериалов на основе Ω -элементов с оптимальными параметрами с помощью вакуумно-плазменных технологий / М. А. Подалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // *Проблемы физики, математики и техники*. – 2015. – № 2(23). – С. 13 – 17.

58–А. Broadband Reflectionless Metasheets: Frequency-Selective Transmission and Perfect Absorption / V. S. Asadchy, I. A. Faniayeu, Y. Ra'di, S. A. Khakhomov, I. V. Semchenko, S. A. Tretyakov – *Phys. Rev. X*. – 2015. – Vol. 5. – No.3. – P. 031005-1 – 031005-10.

59–А. The equilibrium state of bifilar helix as element of metamaterials / I. V. Semchenko, S.A. Khakhomov, A.L. Samofalov, Qian Songsong – *Japanese*

Journal of Applied Physics Conference Proceedings. – 2016. – Vol. 4. – P. 011112-1–011112-6.

60–A. Investigation of electromagnetic properties of a high absorptive, weakly reflective metamaterial-substrate system with compensated chirality / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, V. S. Asadchy, S. V. Golod, E. V. Naumova, V. Ya. Prinz, A. M. Goncharenko, G. V. Sinitsyn, A. V. Lyakhnovich, V. L. Malevich –Journal of Applied Physics. –2017. – Vol. 121. – P. 015108-1 –015108-8.

Материалы конференций

61–A. Electromagnetic waves in the laminated periodical media with spiral structure: non-collinear propagation / E. A. Fedosenko, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, I. N. Akhramenko // *Bianisotropics' 97: proceedings of the International Conference and Workshop on Electromagnetics of Complex Media*, The University of Glasgow, Great Britain, 5 – 7 June 1997. – The University of Glasgow, Great Britain, 1997. – P. 281 – 284.

62–A. Semchenko, I. V. Spatial dispersion influence on acoustic waves propagation in crystals with chiral properties induced by the rotating electric field / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *Bianisotropics' 97: proceedings of the International Conference and Workshop on Electromagnetics of Complex Media*, The University of Glasgow, Great Britain, 5 – 7 June 1997. – The University of Glasgow, Great Britain, 1997. – P. 81 – 84.

63–A. Khakhomov, S. A. Spatial dispersion influence on acoustic waves transmission and reflection in semiconductors with chiral properties induced by the rotating electric field / S. A. Khakhomov // *Bianisotropics' 98: proceedings of the 7th International Conference on Complex Media, Bianisotropics' 98*; Technical University of Braunschweig, Germany, 3 – 6 June 1998. – Braunschweig, Germany, 1998. – P. 141 – 144.

64–A. Reflection and transmission in uniaxial chiral slabs: the spiral axis along the interfaces / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola, E. A. Fedosenko : *Bianisotropics' 98: proceedings of the 7th International Conference on Complex Media, Bianisotropics' 98*; Technical University of Braunschweig, Germany, 3 – 6 June 1998. – Braunschweig, Germany, 1998. – P. 225 – 228.

65–A. Microwave analogy of optical properties of cholesteric liquid crystals/ I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola // *Bianisotropics' 98: proceedings of the 7th International Conference on Complex Media, Bianisotropics' 98*; Technical University of Braunschweig, Germany, 3 – 6 June 1998. – Braunschweig, Germany, 1998. – P. 113 – 116.

66–А. Семченко, И. В. От спиральных антенн в военной и космической технике к преобразователям поляризации электромагнитных волн СВЧ диапазона / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. И. Самусенко // Конверсия научных исследований в Беларуси в рамках деятельности МНТЦ: материалы международного семинара, Минск, 17 – 22 мая 1999 г. – Минск: ИФ НАН Беларуси, 1999. – С. 167 – 170.

67–А. Influence of local chirality on the Bragg reflection in the multilayer media with spiral structure / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola // URSI/IEEE XXIV National Convention on Radio Sciences, proceedings, Turku, Finland, 4 – 5 October 1999.– Turku, Finland, 1999. – P. 90 – 91.

68–А. Khakhomov, S. A. Charge-carrier drift influence on the electroacoustic interactions in piezoelectric semiconductors with induced chiral properties / S. A. Khakhomov // Binasotropics' 2000: proceedings of the 8th International Conference on Complex Media; Lisbon, Portugal, 27 – 29 September 2000; ed.: Afonso M. Barbosa and Antonio L. Topa. – Lisbon, Portugal, 2000. – P. 79 – 82.

69–А. Electromagnetic waves in chiral media with compensated anisotropy / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola // Binasotropics' 2000: proceedings of the 8th International Conference on Complex Media; Lisbon, Portugal, 27 – 29 September 2000; ed.: Afonso M. Barbosa and Antonio L. Topa. – Lisbon, Portugal, 2000. – P. 197 – 202.

70–А. Semchenko, I. V. Artificial anisotropic chiral materials for decrease of reflection of electromagnetic waves from metallic surfaces / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, E. A. Fedosenko // Optics of Crystals: proceedings of the International Scientific Conference “Optics of Crystals”, SPIE, Mogyr, Belarus, 2001; ed.: V.V. Shepelevich, N.N. Egorov. – Mogyr, Belarus, 2001. – Vol. 4358. – P. 309 – 315.

71–А. Semchenko, I. V. Oblique incidence of electromagnetic waves on artificial anisotropic chiral structures with dielectric and magnetic properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // 2001 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory, proceedings, Victoria, BC, Canada, 13 – 17 May 2001; ed.: M.A. Stuchly, D.G.Shannon. – Victoria, BC, Canada, 2001. – P. 391 – 392.

72–А. Semchenko, I. V. Artificial anisotropic chiral structures with dielectric and magnetic properties at oblique incidence of electromagnetic waves / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // 2001 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, proceedings, Belem, Brazil, 6 – 10 August 2001. – Belem, Brazil, 2001. – P. 227 – 230.

73–А. Semchenko, I. V. Problems of Interaction of Radiation with Matter / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // Book of Abstracts: ed.

I.V. Semchenko and S.A. Khakhomov – Gomel: Gomel State University, 2001. – 128 p.

74–А. Семченко, И. В. Исследование поляризации электромагнитного излучения, рассеянного на металлической спирали / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов, В. И. Кондратенко // Лазерная и оптико-электронная техника. – 2002. – Вып. 7. – С. 84 – 91.

75–А. Semchenko, I. V. Polarization Plane Rotation of Electromagnetic Waves by the Artificial Periodic Structure with One-Turn Helical Elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // Bianasotropics' 2004: proceedings of the 10th International Conference on Complex Media and Metamaterials, Het Pand, Chent, Belgium, 22-24 September 2004. – Het Pand, Chent, Belgium, 2004. – P. 74 – 77.

76–А. Semchenko, I. V. Radiation of Circularly Polarized Electromagnetic Waves by the Artificial Flat Lattice with Two-Turns Helical Elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // Bianasotropics' 2004: proceedings of the 10th International Conference on Complex Media and Metamaterials, Het Pand, Chent, Belgium, 22 – 24 September 2004. – Het Pand, Chent, Belgium, 2004. – P. 236 – 239.

77–А. Семченко, И. В. Эффект Фарадея во вращающемся магнитном поле / И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Актуальные проблемы физики твердого тела: сборник докладов международной научной конференции ФТТ-2005, Минск, Беларусь, 26 – 28 октября 2005 г. – Минск, Беларусь: издательский центр БГУ, 2005. – С. 299 – 301.

78–А. Семченко, И. В. Взаимодействие электромагнитных волн с искусственными киральными объектами / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Ковариантные методы в физике. Оптика и акустика : сб. науч. тр. – Минск: ИФ НАН Беларуси, 2005. – С. 55 – 62.

79–А. Obtaining circularly polarized reflected electromagnetic waves by the artificial flat lattice with one-turn helices / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov, S. A. Tretyakov // Bianisotropics 2006: proceedings of the International Conference on Complex Media and Metamaterials. – Samarkand, Uzbekistan, 25 – 28 September 2006. – Helsinki: Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 2006. – P. 24 – 25.

80–А. Semchenko, I. V. Polarization selectivity of electromagnetic radiation of DNA / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // Bianisotropics 2006: proceedings of the International Conference on Complex Media and Metamaterials. – Samarkand, Uzbekistan, 25 – 28 September 2006. – Helsinki: Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 2006. – P. 45 – 46.

81–A. Excitation of circularly polarized UHF wave by the flat periodic structure with Ω -elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, M. A. Podalov, S. A. Tretyakov // *Bianisotropics 2006: proceedings of the International Conference on Complex Media and Metamaterials*. – Samarkand, Uzbekistan, 25 – 28 September 2006. – Helsinki: Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 2006. – P. 47 – 48.

82–A. Semchenko, I. V. Obtaining circularly polarized reflected electromagnetic waves by the artificial flat structure with helical and Ω -elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *The 5th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2006: proceedings, Iasi, Romania, 25 – 28 September 2006*. – Vol. 1. – Iasi, Romania: Alexandru Ioan Cuza University, 2006. – P. 117 – 122.

83–A. Semchenko, I. V. Interaction of acoustic waves with rotating electric field in ceramics on the base of barium titanate / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. D. Barsukov // *The 6th International Conference on Global Research and Education Inter-Academia 2007: proceedings, Hamamatsu, Japan, 26-30 September 2007, Vol. 1*. – Hamamatsu, Japan: Shizuoka University, 2007. – P. 126 – 135.

84–A. Semchenko, I. V. Electromagnetic model of DNA: observation of polarization selectivity of radiation / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // *The 6th International Conference on Global Research and Education Inter-Academia 2007: proceedings, Hamamatsu, Japan, 26 – 30 September 2007, Vol. 1*. – Hamamatsu, Japan: Shizuoka University, 2007. – P. 136 – 145.

85–A. Semchenko, I. V. Chiral metamaterial with unit negative refraction index / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov // *1st International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2007: proceedings, Rome, Italy, 22 – 24 October 2007*. – Rome, Italy: University “Roma Tre”, 2007. – P. 218 – 221.

86–A. Semchenko, I. V. Electromagnetic model of DNA: observation of polarization selectivity of radiation / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // *1st International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2007: proceedings, Rome, Italy, 22 – 24 October 2007*. – Rome, Italy: University “Roma Tre”, 2007. – P. 711 – 714.

87–A. Electromagnetic cloaking with a mixture of spiral inclusions / M. Asghar, I. Hakala, J. Jantunen, H. Kettunen, M. Pitkonen, J. Qi, G. Statkute, A. Varpula, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, R. Gonzalo, E. Ozbay, V. Podlozny, A. Sihvola, S. Tretyakov, H. Wallen: *1st International Congress on Advanced*

Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2007: proceedings, Rome, Italy, 22 – 24 October 2007. – Rome, Italy: University “Roma Tre”, 2007. – P. 957 – 960.

88–A. Semchenko, I. V. Optimal Shape of Spiral: Equality of Dielectric, Magnetic and Chiral Properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // META'08, Metamaterials for Secure Information and Communication Technologies: proceedings, Marrakesh, Morocco, 7 – 10 May 2008. – Paris, France: University Paris Sud, 2008. – P. 71 – 80.

89–A. Semchenko, I. V. Realistic Spirals of Optimal Shape for Electromagnetic Cloaking / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // 2nd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2008: proceedings, Pamplona, Spain, 21 – 26 September 2008. – Pamplona, Spain: Universidad Publico de Navarra, 2008. – P. 1 – 3.

90–A. Semchenko, I. V. The universal generator for acousto-optic researches / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. D. Barsukov // The 7th International Conference on Global Research and Education Inter-Academia 2008: proceedings, Pecs, Hungary, 15 – 18 September 2008. – Pecs, Hungary: Budapest University of Technology and Economics, 2008. – P. 438 – 443.

91–A. Optimal Shape of Spiral: Energy Approach / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov, A. P. Balmakov // The 7th International Conference on Global Research and Education Inter-Academia 2008: proceedings, Pecs, Hungary, 15 – 18 September 2008. – Pecs, Hungary: Budapest University of Technology and Economics, 2008. – P. 444 – 449.

92–A. Семченко, И. В. Поляризационная селективность взаимодействия молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты с «мягким» рентгеновским и ультрафиолетовым излучением / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. П. Балмаков // II Конгресс физиков Беларуси: сб. науч. тр., Минск, Беларусь, 3 – 5 ноября 2008 г. / – Минск, Беларусь: НАН Беларуси, 2008. – С. 126 – 127.

93–A. Semchenko, I. V. Cube Composed of DNA-like Helices Displays Polarization Selectivity Properties in Microwave / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // 3rd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2009: proceedings, London, Great Britain, 30 August – 4 September 2009. – London, Great Britain: Queen Mary University of London, 2009. – P. 271 – 273.

94–A. Semchenko, I. V. 3D DNA-like Crystals Microwave Analogy for Studying Polarization Selectivity Properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // Fourth International Congress on Advanced Electromagnetic

Materials in Microwaves and Optics 2010: proceedings, Karlsruhe, Germany, 13 – 18 September 2010. – Karlsruhe, Germany: Karlsruhe Institute of Technology, 2010. – P. 848 – 850.

95–А. Semchenko, I. V. Electrodynamics of DNA and artificial DNA-like structures / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // International Conference «Optical Techniques and Nano-Tools for Material and Life Sciences» (OTN4MLS-2010): Minsk, Belarus, June 15 – 19 2010. – Minsk, Belarus, 2010. – P. 215 – 225.

96–А. Семченко, И. В. Исследование сильных киральных свойств искусственных анизотропных структур в СВЧ диапазоне / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Гомельский научный семинар по теоретической физике: материалы научного семинара по теоретической физике, посвященного 100-летию со дня рождения Ф. И. Федорова, Гомель, 20 – 22 июня 2011 г. / ГГУ им. Ф. Скорины; редкол.: А. В. Рогачев [и др.]. – Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины, 2011. – С. 27 – 31.

97–А. Семченко, И. В. Моделирование электромагнитных свойств одновитковой спирали с оптимальными параметрами, обеспечивающими излучение циркулярно поляризованной волны / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, И. А. Фаняев // Гомельский научный семинар по теоретической физике: материалы научного семинара по теоретической физике, посвященного 100-летию со дня рождения Ф. И. Федорова, Гомель, 20–22 июня 2011 г. / ГГУ им. Ф. Скорины; редкол.: А. В. Рогачев [и др.]. – Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины, 2011. – С. 31 – 35.

98–А. Strong chiral properties of helically-structured metamaterials in THz range / I. V. Semchenko [et al.]: 5th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics: proceedings, Barcelona, Spain, 10 – 15 October 2011. – Barcelona, Spain: Universitat Autònoma de Barcelona, 2011. – P. 36 – 38.

99–А. Сильные киральные свойства метаматериалов, созданных на основе спиральных элементов, в терагерцовом диапазоне / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, Е. В. Наумова, В. Я. Принц, С. В. Голод, В. В. Кубарев // III международная научная конференция «Проблемы взаимодействия излучения с веществом», Гомель, Беларусь, 9 – 11 ноября 2011 г.: материалы конф. / Гом. гос. ун-т, редкол.: А. В. Рогачев (гл. ред.) [и др.]. – Гомель: ГГУ, 2011. – Ч. 1. – С. 71 – 76.

100–А. Registration of transverse acoustic waves in crystals in the rotating electric field / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. D. Barsukov, O. M. Demidenko // The 11th International Conference on Global Research and Education, in Engineers for Better Life, Inter-Academia 2012 : proceedings,

Budapest, Hungary, 27 – 30 August 2012. – Budapest, Hungary: Obuda University, 2012. – P. 443 – 445.

101–A. Advantages of metamaterials based on double-stranded DNA-like helices / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov, M. Nagatsu // 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics Metamaterials 2012: proceedings, St. Petersburg, Russia, 17 – 22 September 2012. – St. Petersburg, Russia: St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 2012. – P. 309 – 311.

102–A. Calculation and analysis of the tensors of electric, magnetic and chiral susceptibilities of the helices with optimal shape / V. Asadchy, I. Faniayeu, I. Semchenko, S. Khakhomov // 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics Metamaterials 2012: proceedings, St. Petersburg, Russia, 17 – 22 September 2012. – St. Petersburg, Russia: St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 2012. – P. 324 – 326.

103–A. 2D isotropic metamaterial with equal permittivity and permeability in THz range / I. Semchenko, S. Khakhomov, V. Prinz, E. Naumova, S. Golod, A. Buldygin, V. Seyfi: 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics Metamaterials 2012 : proceedings, St. Petersburg, Russia, 17 – 22 September 2012. – St. Petersburg, Russia: St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 2012. – P. 571 – 573.

104–A. Nonlinear-transformation based cylindrical cloaks and their practical advantages / V. Asadchy, I. Faniayeu, I. Semchenko, S. Khakhomov // 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics Metamaterials 2012: proceedings, St. Petersburg, Russia, 17 – 22 September 2012. – St. Petersburg, Russia: St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 2012. – P. 146 – 148.

105–A. Optimal Arrangement of Smooth Helices in Uniaxial 2D-Arrays / V. Asadchy, I. Faniayeu, Y. Ra'di, I. Semchenko, S. Khakhomov // 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2013: proceedings, Bordeaux, France, 16th-21st September 2013. – IEEE, New York, 2013. – P. 244 – 246.

106–A. The potential energy of non-resonant reciprocal optimal bianisotropic particles does not depend on time / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov, S. Tretyakov // 8th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics “Metamaterials

2014”: proceedings, Copenhagen, Denmark, 25 – 30 August 2014. – Copenhagen, Denmark: Technical University of Denmark, 2014. – 3 p.

107–A. Single-Layer Meta-Atom Absorber / I. Faniayeu, V. Asadchy, T. Dzerzhanskaya, I. Semchenko, S. Khakhomov: 8th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics “Metamaterials 2014”: proceedings, Copenhagen, Denmark, 25 – 30 August 2014. – Copenhagen, Denmark: Technical University of Denmark, 2014. – 3 p.

108–A. Faniayeu, I. Total absorption based on smooth double-turn helices / I. Faniayeu, I. Semchenko, S. Khakhomov // The 13th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2014: proceedings, Riga, Latvia, 10 – 12 September 2014. – Riga, Latvia: Riga Technical University, 2014. – P. 229 – 230.

109–A. Dzerzhanskaya, T. Helical metamaterial elements as RLC circuit / T. Dzerzhanskaya, I. Semchenko, S. Khakhomov // The 13th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2014: proceedings, Riga, Latvia, 10 – 12 September 2014. – Riga, Latvia: Riga Technical University, 2014. – P. 226 – 228.

110–А. Разработка киральных метаматериалов для создания плоской «линзы» в терагерцовом диапазоне на основе спиральных элементов оптимальной формы / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов, Е. В. Наумова, В. Я. Принц, С. В. Голод // Научный семинар по оптике и теоретической физике, Гомель, Беларусь, 21 мая 2014: материалы семинара / Гом. гос. ун-т, редкол.: А. В. Рогачев (гл. ред.) [и др.]. – Гомель: ГГУ, 2014. – С. 46 – 51.

111–А. Поглощение нормально падающей плоской электромагнитной волны в тонком слое метаматериала на основе одновитковых оптимальных спиралей / И. А. Фаняев, Т. А. Державская, И. В. Семченко, С. А. Хахомов, В. С. Асадчий // Научный семинар по оптике и теоретической физике, Гомель, Беларусь, 21 мая 2014: материалы семинара / Гом. гос. ун-т, редкол.: А. В. Рогачев (гл. ред.) [и др.]. – Гомель: ГГУ, 2014. – С. 73 – 77.

112–А. Поглотители электромагнитного излучения СВЧ-диапазона на основе полимерных композитов и энантиоморфных структур / В. А. Банний, А.Л. Самофалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Научный семинар по оптике и теоретической физике, Гомель, Беларусь, 21 мая 2014: материалы семинара / Гом. гос. ун-т, редкол.: А. В. Рогачев (гл. ред.) [и др.]. – Гомель: ГГУ, 2014. – С. 196 – 201.

113–А. Broadband infrared quarter wave plate realization in a 3D array / A. Balmakou, I. Semchenko, S. Khakhomov, M. Nagatsu, V. Mizeikis, V. Asadchy //

International Scientific Conference “Optics of Crystals”: proceedings, Mozyr, Belarus, 23 – 26 September 2014. – Mozyr, Belarus, 2014. – P. 65 – 66.

114–A. Wave transformations in thin metamaterial layers / I. Faniayeu, V. Asadchy, I. Semchenko, S. Khakhomov // International Scientific Conference “Optics of Crystals”: proceedings, Mozyr, Belarus, 23 – 26 September 2014. – Mozyr, Belarus: I.P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University, 2014. – P. 115 – 116.

115–A. DNA-Type Helix With Optimal Shape In Soft X-Ray Range / I. Faniayeu, I. Semchenko, S. Khakhomov, A. Balmakov // 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2015: proceedings, Oxford, Great Britain, 7 – 12 September 2015. – Oxford, Great Britain, 2015. – P. 621 – 623.

116–A. The equilibrium state of bifilar helix as element of metamaterials / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov, Songsong Qian // 14th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2015: proceedings, Hamamatsu, Japan, 28 – 30 September 2015. – Hamamatsu, Japan: Shizuoka University, 2015. – P. 124 – 125.

117–A. Semchenko, I. V. Phonon crystals with the structure induced by the variable electric field / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. D. Barsukov // 14th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2015: proceedings, Hamamatsu, Japan, 28 – 30 September 2015. – Hamamatsu, Japan: Shizuoka University, 2015. – P. 116 – 117.

118–A. Experimental research of features of matched bifilar helical antenna with optimal parameters / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. D. Barsukov, A. S. Pobiyakha // 14th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2015: proceedings, Hamamatsu, Japan, 28 – 30 September 2015. – Hamamatsu, Japan, 2015. – P. 114 – 115.

119–A. Electromagnetic field energy in absorptive chiral metamaterial with helical elements / I. V. Semchenko, A.P. Balmakov, S.A. Khakhomov, S.A. Tretyakov // 10th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2016: proceedings, Crete, Greece, 17 – 22 September 2016. – Chania, Crete, Greece, 2016. – P. 221 – 223.

Прочие публикации

120–A. Electromagnetic waves in anisotropic chiral non-reciprocal media with uniaxial symmetry. Exact solution of boundary-value problem / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola, E. A. Fedosenko. – Helsinki: Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1998. – 18 p. – (Report 261/ Helsinki University of Technology).

121–А. Microwave analogy of optical properties of cholesteric liquid crystals with local chirality / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola. – Helsinki: Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1999. – 11 p. – (Report 298 / Helsinki University of Technology).

122–А. Semchenko, I. V. Effect of charge-carrier drift on the electroacoustic interactions in piezoelectric semiconductors with induced chiral properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov. – Helsinki: Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1999. – 14 p. – (Report 311/ Helsinki University of Technology).

123–А. Electromagnetic waves in artificial biaxial chiral structures with dielectric and magnetic properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola. – Helsinki: Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1999. – 17 p. – (Report 313 / Helsinki University of Technology).

Патенты

124–А. Способ и устройство для поворота плоскости поляризации ультразвуковой волны: пат. 2123895 Рос. Федерация: / И. В. Семченко, А. Н. Сердюков, С. А. Хахомов; заявитель и патентообладатель УО «Гомельский гос. ун-т. им. Ф. Скорины». – № 2123895; заявл. 27.07.1994; опубл. 27.12.1998 // Официальный бюл. «Изобретения (заявки и патенты)» (с полным описанием изобретений к патентам)». – 1998. – № 36. – С. 306-307.

125–А. Способ и устройство для усиления ультразвуковой волны: пат. 9476 Респ. Беларусь: МПК (2006) В 06В 1/06, G 01В 17/00, G 01N 29/00 / И. В. Семченко, С. А. Хахомов; заявитель и патентообладатель УО «Гомельский гос. ун-т. им. Ф. Скорины». – №а20040700; заявл. 30.06.2007; опубл. 27.12.2007 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2007. – № 3. – С. 70 – 71.

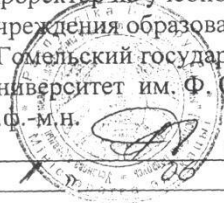
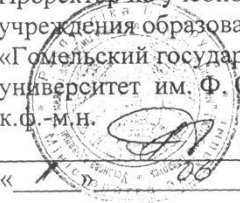
126–А. Способ и устройство для преобразования ультразвуковой волны: пат. 2288785 Рос. Федерация: / И. В. Семченко, С. А. Хахомов; заявитель и патентообладатель УО «Гомельский гос. ун-т. им. Ф. Скорины». – № 2288785; заявл. 22.02.2005; опубл. 10.12.2006 // Официальный бюл. «Изобретения. Полезные модели (с полным описанием изобретений к патентам)». – 2006. – № 34.

127–А. Устройство для преобразования поляризации: пат. 9850 Респ. Беларусь: МПК (2006) Н 01 Q 15/00, Н 01 Q 21/24 / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов; заявитель и патентообладатель УО «Гомельский гос. ун-т. им. Ф. Скорины». – № а 20050738; заявл. 18.07.2005; опубл. 30.04.2007 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2007. – № 5. – С. 146–147.

128–А. Устройство для преобразования поляризации электромагнитной волны: пат. 2316857 Рос. Федерация: МПК7 Н 01 Q 15/24, Н 01 Q 21/06 / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов; заявитель и патентообладатель УО «Гомельский гос. ун-т. им. Ф. Скорины». – № 2006112520/09; заявл. 14.04.2006; опубл. 10.02.2008 // Официальный бюл. «Изобретения. Полезные модели (с полным описанием изобретений к патентам)». – 2008. – № 4.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования "Гомельский государственный университет
имени Ф. Скорины"

УТВЕРЖДАЮ
Проректор по учебной работе
учреждения образования
«Гомельский государственный
университет им. Ф. Скорины»
к.ф.-м.н.  С.А. Хахомов
«  » 2013 г.

АКТ

о внедрении результатов НИОКР в учебный процесс

Настоящий акт составлен об использовании в учебном процессе методики
изготовления планарных метаматериалов на основе омега-элементов
оптимальной формы с помощью вакуумно-плазменных технологий

(наименование разработки, объекта внедрения)

выполненную по теме ГБ-08 04Ф "Взаимодействие излучения с веществом"

(наименование НИР, номер госрегистрации, шифр в темплане)

Разработка использована в учебном процессе кафедры общей физики,
01.04.2013-31.05.2013

(факультета, кафедры, время внедрения)

при подготовке дипломной работы «Исследование возможности создания
планарных метаматериалов на основе омега-элементов оптимальной формы с
помощью вакуумно-плазменных технологий» и позволяет улучшить понимание
сложных явлений электродинамики

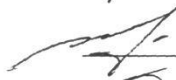
Описание объекта внедрения прилагается (на обороте) и является неотъемлемой
частью Акта.

Декан физического
факультета

Заведующий кафедрой
общей физики

Сотрудники, использующие разработку

 Ю.В. Никитюк

 Е.Б. Шершнеv

 М.А. Подалов

Описание объекта внедрения

Методика изготовления планарных метаматериалов на основе омега-элементов оптимальной формы с помощью вакуумно-плазменных технологий

(наименование разработки)

1. Краткая характеристика объекта внедрения и его назначения.

Методика изготовления планарных метаматериалов на основе омега-элементов оптимальной формы с помощью вакуумно-плазменных технологий, состоит в разработке метода напыления планарных омегаподобных металлических пленок на диэлектрические подложки изготовленных из полиамида и фторопласта, с помощью магнетронного распыления в вакуумной камере.

2. Разработчики Подалов М.А., ассистент кафедры общей физики УО «ГГУ им. Ф. Скорины»; Надточаев С.В., студент 5 курса физического факультета УО «ГГУ им. Ф. Скорины».

3. Сотрудники, использующие разработку Подалов М.А., ассистент кафедры общей физики

(фамилии, инициалы, должности сотрудников, использующих разработку в учебном процессе)

4. Начало использования объекта внедрения 05.2013

(месяц, год)

5. Число студентов пользующихся разработкой - 10

6. Дата и номер протокола заседания кафедры, на котором разработка рекомендована к внедрению в учебный процесс - 31.05.2013 г, № 15

Заведующий кафедрой
общей физики

 Е.Б. Шершне
(подпись, фамилия)

Разработчики

 М.А. Подалов
(подпись, фамилия)

 С.В. Надточаев
(подпись, фамилия)

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования "Гомельский государственный университет
имени Ф. Скорины"



УТВЕРЖДАЮ"

Проректор по учебной (научной) работе

05 2007 года

АКТ

о внедрении результатов НИОКР в учебный процесс

Настоящий акт составлен об использовании в работе кафедры оптики
УО «ГГУ им.Ф.Скорины» экспериментального комплекса для
исследования объемных акустических волн в кристаллах во вращающемся
электрическом поле

(наименование разработки, объекта внедрения)

выполненную по теме магистерской диссертации «Разработка
экспериментального комплекса для исследования объемных акустических
волн в кристаллах во вращающемся электрическом поле».

(наименование НИР, номер госрегистрации, шифр в темплане)

Разработка использована в работе
кафедры оптики в 2006 – 2007 учебном году

(факультета, кафедры, время внедрения)

при выполнении лабораторных работ по спецкурсу «Кристаллооптика и
нелинейная оптика», при выполнении дипломных работ

(подготовке / выполнении лабораторных, курсовых, дипломных работ, программ, текстов лекций)

и позволяет освоить студентам разделы акустооптики, акустики,
акустоэлектроники.

(указать эффективность внедрения)

Описание объекта внедрения прилагается и является неотъемлемой
частью Акта.

Декан факультета

С. В. Шалупаев

Зав. каф. оптики

С.А. Хахомов

Сотрудники, использующие разработку

Ст. научный сотрудник НИСА

А.Т. Малащенко

Описание объекта внедрения

экспериментальный комплекс для исследования объемных акустических волн в кристаллах во вращающемся электрическом поле.

(наименование разработки)

1. Краткая характеристика объекта внедрения и его назначения.

Экспериментальный комплекс разработан с целью проведения обширных исследований в области нелинейного взаимодействия объемных акустических волн в среде с вращающимся электрическим полем. Также, он может быть применен при изучении акустических и акустоэлектрических взаимодействий, имеет возможность модернизации и доработки, на базе его могут быть проведены исследования с применением электрических полей высокой напряженности.

2. Разработчики: Барсуков С. Д., магистрант физического факультета УО «ГГУ им.Ф.Скорины», Карпенко Д.А. студент 5-го курса специальности «Физика», Радюк Г.Г. студент 5-го курса специальности «Физика».

(фамилии, инициалы, должности и места работы разработчиков объекта внедрения)

3. Сотрудники, использующие разработку:

А. Т. Малащенко, начальник НИЛ «Оптоэлектронные системы управления лазерным лучом»

(фамилии, инициалы, должности сотрудников, использующих разработку в учебном процессе)

4. Начало использования объекта внедрения

01. 04. 2007 г.

(месяц, год)

5. Число студентов (абитуриентов), пользующихся разработкой 24.

6. Дата и номер протокола заседания кафедры, на котором разработка рекомендована к внедрению в учебный процесс 23.05.2007 протокол № 10 .

Заведующий кафедрой оптики

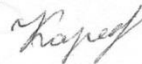


С. А. Хахомов

Разработчики



С. Д. Барсуков



Д. А. Карпенко



Г. Г. Радюк

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования "Гомельский государственный университет
имени Ф. Скорины"

Проректор по учебной (научной) работе



АКТ

о внедрении результатов НИОКР в учебный процесс

Настоящий акт составлен об использовании в учебном процессе разработки программное обеспечение метода решения граничной задачи для акустических волн при наличии пространственной дисперсии среды

(наименование разработки, объекта внедрения)

выполненную по теме НИР НГР19981680 «Взаимодействие акустических волн и носителей заряда в материалах с вращающейся структурой анизотропии при наличии пространственной дисперсии среды», Д98-26

(наименование НИР, номер госрегистрации, шифр в темплане)

Разработка использована в учебном процессе кафедры общей физики,
1.09.2001-10.11.2001

(факультета, кафедры, время внедрения)

при подготовке обучающихся программ

(подготовке / выполнении лабораторных, курсовых, дипломных работ, методик, обучающихся

программ, текстов лекций, учебников, кандидатских или докторских диссертаций и т.д.)

и позволяет улучшить понимание достаточно сложных явлений акустики

(указать эффективность внедрения)

Описание объекта внедрения прилагается (на обороте) и является неотъемлемой частью Акта.

Декан факультета

Заведующий кафедрой (лабораторией)

Сотрудники, использующие разработку

(подпись, фамилии)
Семченко
(подпись, фамилии)
Семченко
(подпись, фамилии)

Описание объекта внедрения

Программное обеспечение метода решения граничной задачи для акустических волн при наличии пространственной дисперсии среды

(наименование разработки)

1. Краткая характеристика объекта внедрения и его назначения.

«Программное обеспечение метода решения граничной задачи для акустических волн при наличии пространственной дисперсии среды» написано на языке FORTRAN (ФОРТРАН) и позволяет с использованием численных методов автоматизировать решение граничной задачи для данной системы, визуализировать анализ результатов

2. Разработчики: Хахомов С.А., доцент кафедры общей физики

(фамилии, инициалы, должности и места работы)

разработчиков объекта внедрения)

3. Сотрудники, использующие разработку: Федосенко Е.А., ассистент кафедры общей физики

(фамилии, инициалы, должности сотрудников, использующих разработку в учебном процессе)

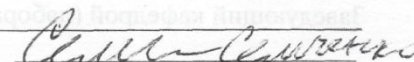
4. Начало использования объекта внедрения 12.2001

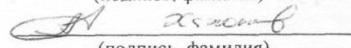
(месяц, год)

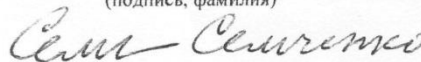
5. Число студентов (аспирантов, докторантов), пользующихся разработкой - 256. Дата и номер протокола заседания кафедры, на котором разработка рекомендована к внедрению в учебный процесс - 29 ноября 2001 г. №3

Заведующий кафедрой (лабораторией)

Разработчики


(подпись, фамилия)


(подпись, фамилия)



Министерство образования Республики Беларусь
Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины

Утверждаю
Проректор по учебной работе
"03" 12 1997 г.

Акт
об использовании (внедрении) результатов НИР
в учебном процессе

Мы, нижеподписавшиеся, декан (зам. декана по учебной работе)
физического факультета Шалупаев Сергей Викентьевич

(факультет, фамилия, имя и отчество)

зав. кафедрой общей физики Семченко Игорь Валентинович

(кафедра, фамилия, имя, отчество)

разработчик Хахомов Сергей Анатольевич, ст. преподаватель

(фамилия, имя и отчество, должность)

ответственный за внедрение Хахомов Сергей Анатольевич

(фамилия, имя и отчество, должность)

составили настоящий акт об использовании (внедрении) программного обеспе-
чения метода решения волнового уравнения для акустических волн в
кристаллах во вращающемся электрическом поле.

(наименование объекта внедрения)

разработанного по теме ГЭИМ 96-II "Упругие волны в акустических ги-

(шифр темы, ее название)

ротропных кристаллах в присутствии вращающегося электрического поля"

в период с 1.02.96 по 31.11.96, в учебном процессе для студентов
педагогических специализаций специальности Н.02.01.00 - Физика в
рамках спецпрактикума по решению задач с применением ЭВМ.

(для кого, название курса, специальности, специализации, спецсеминара, спецпрактикума и т. д.)

Внедрение проведено в период с 16.09.97 по 20.II.97

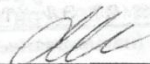
Результаты внедрения позволили изменить процесс осмысления и усвоения
(краткое описание изменений в учебном процессе, явившихся
материала, реализовали идею компьютерного анализа решения задач
следствием использования результатов НИР, положительного эффекта от этих изменений)

Новизна разработки подтверждается публикацией в научном журнале:

Семченко И.В., Хахомов С.А. " Влияние дрейфа носителей заряда на
резонансное взаимодействие акустических волн с вращающимся электрическим
полем в пьезополупроводниках" // "Кристаллография" , 1997, № 2, Т.42,
С. 221-224.

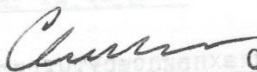
Подписи:

Декан (зам. декана по учебной работе)


(подпись)

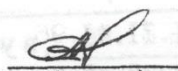
Шалупаев С.В.
(фамилия, инициалы)

Зав. кафедрой


(подпись)

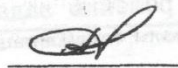
Семченко И.В.
(фамилия, инициалы)

Разработчик


(подпись)

Хахомов С.А.
(фамилия, инициалы)

Ответственный за внедрение


(подпись)

Хахомов С.А.
(фамилия, инициалы)

Министерство образования Республики Беларусь
Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины

"Утверждаю" 
Проректор по учебной работе

"12" 06 1997 г.

Акт
об использовании (внедрении) результатов НИР
в учебном процессе

Мы, нижеподписавшиеся, декан (зам. декана по учебной работе)
физического факультета Шалупаев Сергей Викентьевич,
(факультет, фамилия, имя и отчество)

зав. кафедрой общей физики Семченко Игорь Валентинович,
(кафедра, фамилия, имя, отчество)

разработчик Хахомов Сергей Анатольевич, старший преподаватель,
(фамилия, имя и отчество, должность)

ответственный за внедрение Семченко Игорь Валентинович
(фамилия, имя и отчество, должность)

составили настоящий акт об использовании (внедрении) программного обес-

печения метода решения волнового уравнения для электромагнитных
волн в средах со спиралью (наименование объекта внедрения) новой структурой

разработанного по теме ГВМ 94-21 "Электромагнитные волны в сло-
(шифр темы, ее название)

исто-периодических средах со спиральной структурой"

в период с 1.03.96 по 31.10.96, в учебном процессе для студентов
педагогических специализаций специальности Н.02.01.00 - Физика в
рамках спецпрактикума по решению задач с применением ЭВМ.

(для кого, название курса, специальности, специализации, спецсеминара, спецпрактикума и т. д.)

Внедрение проведено в период с 10.03.97 по 30.05.97

Результаты внедрения позволили представить метод решения волнового
(краткое описание изменений в учебном процессе, явившихся
уравнения в наглядной форме, упростить процесс усвоения материала.
следствием использования результатов НИР, положительного эффекта от этих изменений)

Новизна разработки подтверждается публикацией в научном журнале:

Семченко И.В., Сердюков А.Н., Самусенко А.И. "Особые волны в
средах со спиральной структурой" // "Кристаллография", 1997, т.42,
№2, с. 217-220.

Подписи:

Декан (зам. декана по учебной работе)

(подпись)

Шалупаев С.В.

(фамилия, инициалы)

Зав. кафедрой

(подпись)

Семченко И.В.

(фамилия, инициалы)

Разработчик

(подпись)

Хахомов С.А.

(фамилия, инициалы)

Ответственный за внедрение

(подпись)

Семченко И.В.

(фамилия, инициалы)

УТВЕРЖДАЮ
Главный инженер
ОАО «ИНТЕГРАЛ» -
управляющая компания
холдинга «ИНТЕГРАЛ»
А.К.Панфиленко
03 2017 г.

**АКТ****о практическом использовании результатов исследования
в промышленности**

Комиссия в составе заместителя главного инженера О.А.Божаткина, заместителя главного технолога О.Ю.Наливайко, директора ГЦ «Белмикрoанализ» А.Н.Петлицкого настоящим подтверждает, что результаты диссертационной работы «Волновые процессы в метаматериалах и спирально-структурированных системах», утвержденной советом учреждения образования «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины» протокол №2, от 25.10.2016, приказом ректора №1432 от 25.11.2016, подготовленной Хахомовым Сергеем Анатольевичем в учреждении образования «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», использованы на предприятии при производстве интегральных микросхем и полупроводниковых приборов.

Теоретические расчеты, приведенные в диссертационной работе Хахомова С.А. «Волновые процессы в метаматериалах и спирально-структурированных системах», позволяющие учесть влияние конфигурации алюминиевой металлизации интегральных микросхем на антенный эффект в СВЧ поле, были использованы при оптимизации режимов проведения технологических операций плазмохимического травления в СВЧ плазме.

Члены комиссии:



О.А.Божаткин

О.Ю.Наливайко

А.Н.Петлицкий

УТВЕРЖДАЮ

Директор по развитию и

новой технике

ЗАО «ГРУППА КРЕМНИЙ-ЭЛЬ»

Громов В.И.

«7» 04 2017 г.

АКТ

**о практическом использовании результатов исследования
в промышленности**

Комиссия в составе: начальника отдела перспективных технологий Брюхно Н.А., начальника технологического бюро Огнева В.В., начальника бюро маршрутной технологии Шер Т.Б. настоящим подтверждает, что результаты диссертационной работы «Волновые процессы в метаматериалах и спирально-структурированных системах», утвержденной советом учреждения образования «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины» протокол №2 от 25.10.2016, подготовленной Хахомовым Сергеем Анатольевичем в учреждении образования «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», использованы на предприятии при разработке микросхем фоточувствительных матриц типа ФМ034.

Теоретические расчеты, приведенные в диссертационной работе Хахомова С.А. «Волновые процессы в метаматериалах и спирально-структурированных системах», были использованы при оптимизации конструкции микросхем в ИК диапазоне.

Члены комиссии:

Брюхно Н.А.

Огнев В.В.

Шер Т.Б.

«7» 04 2017 г.