

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра физики твердого тела

Коаксиальный фотонный кристалл на основе периодического изменения
толщины центрального проводника и его использование для измерения
диэлектриков

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

Студента(ки) 2 курса 2251 группы

направления (специальности) 11.04.04 «Электроника и наноэлектроника»

Институт физики

Каширин Владимир Алексеевич

Научные руководители

профессор, д. ф.-м. н _____

должность, уч.степень, уч. звание

подпись, дата

Скрипаль А.В.

фамилия инициалы,

доцент, к. ф.-м. н _____

должность, уч.степень, уч. звание

подпись, дата

Пономарев Д.В.

фамилия инициалы,

Зав. кафедрой

профессор, д. ф.-м. н _____

должность, уч.степень, уч. звание

подпись, дата

Скрипаль А.В.

фамилия инициалы,

Саратов, 2021

Введение	3
1 Резонансные состояния в коаксиальных фотонных кристаллах	5
1.1 Дефектные моды в коаксиальных фотонных кристаллах	5
1.2 Таммовские состояния и их аналоги в гетеропереходе	7
1.3 Фотонные таммовские состояния	15
1.3.1 О спектре электромагнитных волн в одномерном дефектном фотонном кристалле, граничащем с проводящей средой	17
2 Определение коэффициентов прохождения и отражения электромагнитной волны через многослойную структуру	19
3 Компьютерное моделирование амплитудно-частотных характеристик коаксиального фотонного кристалла на основе периодического изменения толщины центрального проводника	21
4 Экспериментальное исследование амплитудно-частотных характеристик коаксиального фотонного кристалла на основе периодического изменения толщины центрального проводника	23
5 Определение диэлектрической проницаемости нарушаемого слоя в коаксиальном фотонном кристалле путем решения обратной задачи.	24
Заключение	27

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день одной из наиболее развивающихся областей науки является направление по созданию, разработке и исследованию свойств метаматериалов, представляющих собой искусственно созданные гетерогенные среды, в которых геометрические размеры и электрофизические параметры специально подобранных составляющих элементов периодически изменяются вдоль одного или нескольких пространственных направлений. К метаматериалам относится класс фотонных кристаллов – искусственных периодических структур с периодом, сравнимым с длиной волны распространяющегося в них электромагнитного излучения. [1,3] По аналогии с реальными кристаллами, в фотонных кристаллах существуют разрешенные и запрещенные для распространения электромагнитного излучения частотные области. Уникальные свойства фотонных кристаллов, обусловленные резонансным взаимодействием электромагнитной волны с периодической структурой, позволяют создавать на их основе новые типы структур и устройств с управляемыми параметрами, а также реализовать новые высокочувствительные методы измерения параметров материалов. В последние десятилетия интенсивно проводятся исследования свойств, так называемых, фотонных кристаллов, которые характеризуются наличием частотных зон разрешенных состояний (полос пропускания) и запрещенных зон (полос запирания). Свойства фотонных кристаллов связаны с периодическим расположением образующих их элементов. Это открывает новые возможности создания различного типа устройств, в которых используются свойства, характерные для фотонных кристаллов в различных частотных диапазонах.

Нарушение периодичности в фотонном кристалле, например, вследствие наличия в нем одного из элементов с отличающимися от других свойствами приводит к появлению в полосе запирания частоты, на которой возможно прохождение волны со сравнительно низким затуханием. Такого типа фотонные кристаллы с использованием элементов на основе различных типов

линий передачи созданы, в том числе, и для СВЧ-диапазона. СВЧ фотонные кристаллы были использованы для создания высоконаправленных антенн, СВЧ-фильтров, улучшения характеристик СВЧ-детекторов, усилителей и т.д. Возможность рассчитывать характеристики фотонных кристаллов с точностью, позволяющей обеспечить хорошее совпадение с экспериментом, была использована для неразрушающего контроля структур с нанометровыми полупроводниковыми слоями. При этом контролируемые структуры являлись элементами, нарушающими периодичность фотонного кристалла. Высокая чувствительность СВЧ фотонного кристалла к характеристикам структуры была обусловлена тем, что нарушающая периодичность неоднородность приводила к появлению высокоселективного резонансного прохождения излучения через кристалл, сильно зависящего от параметров структуры

. Недостатком измерительной системы с фотонным кристаллом является низкая локальность измерений, определяемая площадью поперечного сечения волновода. Этот недостаток отсутствует, если измерения проводить с использованием ближнеполевого сканирующего СВЧ-микроскопа. Такого рода измерительная система позволяет обеспечить высокую локальность, определяемую примерно удвоенной площадью кончика зонда, для повышения чувствительности соединенного с резонатором. Стоит отметить, что возможность использования в ближнеполевым сканирующем СВЧ-микроскопе в качестве высокоселективной системы коаксиального СВЧ фотонного кристалла ранее не рассматривалась. Можно прогнозировать, что создание такого микроскопа, наряду с высокой локальностью измерений, позволит повысить его чувствительность при измерении слоев с толщинами в единицы нанометров и с малыми значениями диэлектрической проницаемостью.

Целью данной работы является исследование АЧХ коаксиального фотонного кристалла на основе периодического изменения толщины центрального проводника и его использования для измерения диэлектриков.

1 Резонансные состояния в коаксиальных фотонных кристаллах

1.1 Дефектные моды в коаксиальных фотонных кристаллах

Новые возможности при создании СВЧ устройств открываются при использовании периодических структур, получивших название фотонных кристаллов [1–3]. Эти структуры состоят из периодически расположенных элементов, размеры которых сравнимы с длиной волны распространяющегося в них электромагнитного излучения. В спектре такой структуры имеется частотная область, запрещенная для распространения электромагнитной волны — аналог запрещенной зоны в кристаллах. Введение нарушения в периодичности слоистой структуры приводит к появлению в запрещенной зоне фотонного кристалла резонансных частотных особенностей — узких” окон “ прозрачности [4,5]. В этом случае говорят о существовании дефектной моды. Возможности практического применения СВЧ фотонных кристаллов рассматривались в [1,6–10]. В качестве примеров приводятся высоконаправленные резонансные антенны, резонансные полости для размещения полупроводниковых детекторов, различные типы СВЧ фильтров, в том числе с управляемыми характеристиками.

Описанные в работах [11–13] методы измерения параметров полупроводниковых структур с использованием СВЧ фотонных кристаллов предполагали, что измеряемая структура полностью заполняет поперечное сечение волновода. Поскольку в этом случае измеряемая структура вызывает достаточно резкое изменение амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) фотонного кристалла, обеспечивается высокая разрешающая способность и чувствительность к изменению параметров измеряемых структур. Однако локальность измерений при этом ограничивается площадью поперечного сечения волновода и для повышения локальности измерений требуется использовать волноводы более высокочастотного диапазона, что вызывает, как правило, определенные технические трудности. В случае, когда вносимая

в фотонный кристалл исследуемая структура лишь частично заполняет поперечное сечение волновода, для усиления отклика АЧХ фотонного кристалла на ее параметры, представляет интерес изучение влияния ее размеров и местоположения внутри предварительно созданной неоднородности, выполняющей роль микрорезонатора в фотонном кристалле [14]. Авторами [15] было показано, что создание большого числа малых воздушных включений внутри нарушенного слоя приводит к изменению АЧХ коэффициента пропускания фотонного кристалла, выражающемуся, в частности, на сдвиг пика пропускания в запрещенной зоне в сторону высоких частот, т. е. изменению частоты дефектной моды. При этом оказывается возможным описание АЧХ фотонного кристалла с использованием модели эффективной “среды”. В качестве альтернативы воздушным включениям для регулирования АЧХ фотонного кристалла можно рассматривать введение в нарушенный слой металлических включений и связанные с этим изменения характеристик дефектной моды.

1.2 Таммовские состояния и их аналоги в гетеропереходе

В 1932 году была опубликована статья И. Е. Тамма [4,6,7] «О возможной связи электронов на поверхности кристалла». В ней было показано, что граница кристалла при наличии на ней возмущений может служить источником особых состояний электронов. Тамм рассматривал простейшую одномерную модель полубесконечного кристалла с потенциалом предположенным Крониг-Пенни и потенциальной ступенькой на его границе. Уравнение Шредингера имеет вид:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}[W - U(x)] = 0 \quad (1)$$

где $U=U_0$ – при $x < 0$ равна константе и $U(x)$ – функция, которая характеризуется периодом решетки при $x > 0$.

Применим условия, что высота стремится к бесконечности, а ширина барьера к нулю, так чтобы величина $\frac{mU_1}{\hbar^2}ab = p$ осталась постоянной. Тогда общий вид решения уравнения Шредингера можно представить в виде:

$$\psi = e^{ikx}u_1(x) + e^{-ikx}u_2(x) \quad (2)$$

где $u_{12}(x)$ – функция с периодом d , а k коэффициент энергии электрона ($k=k\epsilon$).

Вид данного решения рассматривается как суперпозиция двух блоховских волн, а коэффициент k будет является блоховским волновым числом. Определить коэффициент k можно из условий непрерывности волновой функции и ее производной. Тогда можно прийти к уравнению вида:

$$\cos ka = p \frac{\sin \chi a}{\chi a} + \cos \chi a \quad (3)$$

$$\text{где } \chi = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

Можно рассмотреть два случая: 1) правая часть этого уравнения по абсолютной величине не превышало 1, то коэффициент k будет действительной величиной и соответствовать значению энергии электрона лежащей в разрешенной энергетической зоне 2) правая часть по абсолютной величине превышает 1, то коэффициент k будет являться мнимой величиной и соответствовать электронной энергии запрещенной зоны. Существуют два корня k для каждого значения энергии, которые отличаются знаком, и они соответствуют двум частным решениям.

При $0 \leq x \leq a$ волновая функция электрона имеет вид:

$$\psi = A_1(e^{i\chi x} + e^{-i\chi x}) \quad (4)$$

$$\text{где } \beta = -\frac{1 - e^{-i(k-\chi)a}}{1 - e^{-(k+\chi)a}} \quad (5)$$

При $x < 0$ потенциал равен постоянному значению U_0 , тогда волновая функция имеет вид:

$$\psi = A \exp\left(\frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar} x\right) \quad (6)$$

Сшивая эти две волновые функции, так чтобы сама функция и ее производная в точке $x=0$ были непрерывны, тогда можно получить соотношения для A_1 и A :

$$\begin{aligned} A_1(1 + \beta) &= A \\ A_1 i \chi (1 - \beta) &= A \frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar} \end{aligned} \quad (7,8)$$

Приравнивая определитель системы уравнений к нулю и подставив величину β , получим:

$$e^{-\mu a + in\pi} = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \frac{\sin \chi a}{\chi a} + \cos \chi a$$

$$k = i\mu + n\pi$$

$$\mu > 0$$
(9)

Зависимость μ от энергии можно определить из уравнения (3), которое в рассматриваемом случае комплексного k принимает вид:

$$(-1)^n \operatorname{ch} \mu a = p \frac{\sin \chi a}{\chi a} + \cos \chi a$$
(10)

Исключив μ из уравнений (9) и (10) приводит к уравнению для энергии:

$$\xi \operatorname{ctg} \xi = \frac{q^2}{2p^2} - \sqrt{2mU_0}$$
(11)

$$\text{где } \xi = \chi a = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2mE} \quad q = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2mU_0}$$
(12)

Если соответствующие значения μ окажутся положительными, то корни уравнения (11) будут являться таммовскими поверхностными уровнями для электронов. Концентрация таких состояний равна поверхностной концентрации атомов в кристалле, примерно 10^{15} — 10^{16} см². Вследствие чего, если поверхностная зона заполнена частично, возможно наблюдения металлической проводимости вдоль поверхности кристалла.

Состояния электронов в основном локализованы вблизи этой границы, а уровни энергий попадают в запрещенную зону, т. е. выше потолка зоны проводимости либо ниже ее дна. В настоящее время такие состояния называются «таммовскими», иногда говорят об «уровнях Тамма». Впоследствии эти состояния были обнаружены экспериментально на многих поверхностях металлов и полупроводников. За это достижение шведская академия наук присудила И. Е. Тамму Нобелевскую премию. Тамм в своей работе рассматривал электроны, сильно связанные с ионным остовом атомов, т.е. достаточно локализованные. В рамках такой модели возможны перескоки

электронов лишь между соседними атомами, которые происходят из-за перекрытия волновых функций соседних атомов. Чуть позже Шокли решил эту же задачу для почти свободных коллективизированных электронов и также продемонстрировал возможность появления уровней, лежащих вне зоны объемных уровней металла. По этой причине уровни, отщепляющиеся от более узких d -зон, называют уровнями Тамма, а уровни, отщепляющиеся от широких s, p -зон, – уровнями Шокли. Заметим, впрочем, что в экспериментах часто бывает трудно классифицировать наблюдаемые поверхностные уровни в соответствии с этой простой схемой.

Чтобы понять происхождение таммовских состояний стоит задуматься, почему в кристаллических твердых телах возникает зонная структура. На первый взгляд «полосатый» спектр электронных энергий кажется странным. Действительно, электромагнитные волны, которым отвечают уровни в пределах каждой разрешенной зоны, отличаются друг от друга энергетически или скоростью, с которой электрон движется по кристаллу. Казалось бы, из-за столкновений с атомами в плотной кристаллической решетке электрон должен быстро терять свою скорость или его скорость будет часто и хаотично изменяться при многократном рассеянии на атомах кристаллической решетки. Однако этого не происходит. Дело в том, что благодаря строгой периодичности кристаллической решетки (узлов или центров решетки) электронные волны, рассеянные различными атомами, складываются с начальной волной в упорядоченную результирующую волну, которая и представляет собой блоховское состояние. Процессы, в которых физическая система выступает всем коллективом, а не на уровне отдельных частиц, по аналогии с оптикой иногда называют когерентными.

С точки зрения когерентности нетрудно понять, почему в энергетическом спектре электрона в кристалле возникают запрещенные зоны. Если электрон обладает энергией которая попадает в любую из имеющихся запрещенных, то фазы волн, рассеянных в результате столкновения с атомами решетки, таковы,

что, складываясь, эти вторичные волны полностью гасят начальную волну. Пусть волна-электрон с «запрещенной» энергией, энергией соответствующей запрещенной зоне кристалла, падает на кристалл извне, то она отражается от кристалла, поскольку электрон с такой энергией не может существовать в кристалле. По существу, это явление полностью аналогично хорошо известному для рентгеновских лучей брэгговскому отражению.

Однако же из этого рассуждения видно, что волны с “запрещенными” энергиями могут существовать у поверхности кристалла. Действительно, падающая извне волна (электрон) должна проникнуть хотя бы на некоторую глубину (несколько атомных слоёв), чтобы успеть столкнуться с атомами и образовать те самые рассеянные волны, которые ее и погасят. Поэтому частица отражается постепенно, хотя амплитуда описывающей ее волновой функции убывает очень быстро – по экспоненциальному закону – при прохождении от поверхности вглубь кристалла.

Такое постепенное отражение электронной волны происходит при падении ее на кристалл извне. А если волна будет падать изнутри кристалла?[6] Электроны внутри кристалла обладают более низкой потенциальной энергией, чем в вакууме. Поэтому, чтобы вырвать электрон из кристалла, ему нужно сообщить дополнительную энергию извне (тепловая энергия, электромагнитная энергия и т.д.), называемую работой выхода. Или же можно сказать, что на поверхности кристалла имеется потенциальный барьер для электронов, которые намереваются покинуть кристалл. Двигаясь, на поверхность изнутри кристалла и натываясь на барьер Образованный поверхностью, электроны вынуждены отражаться обратно в твердое тело. Но электронная волна хоть и не может выйти в вакуум, ее отражение происходит медленнее, чем у классического представления отражения шарика, отскакивающего от поверхности стенки. Благодаря такому явлению как квантовомеханическое туннелирование, электрон может проникать вглубь вакуумного барьера на поверхности, потому что существует отличная от нуля

вероятность обнаружить электрон в глубине этого барьера. Правда, эта вероятность быстро – также подчиняющаяся экспоненциальному закону – уменьшается при удалении электрона от поверхности кристалла. На расстояниях порядка нескольких ангстрем ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$) электронная волна, проникшая в вакуум через границу поверхности кристалла, почти полностью исчезает.

Таким образом, если энергия электрона в кристалле попадает в одну из запрещенных зон данного кристалла, то может возникнуть волна, запертая вблизи поверхности кристалла. Из-за имеющегося потенциального барьера на границе кристалла она неспособна уйти за его границу (за его поверхность), а из-за брэгговской дифракции – проникнуть вглубь вещества. Единственное, что может совершить эта электронная волна, это бежать вдоль поверхности кристалла. Такая локализованная в приповерхностном слое волна и называется таммовским состоянием.

Поверхностные состояния (таммовские состояния) образуются не только на границе твердого тела и вакуума.[7] Поверхность раздела может быть внутренней, разграничивающей два полупроводниковых кристалла, такую поверхность или соединение стали называть гетеропереходом, а пару (или более) разделяемых таким соединением полупроводников – гетероструктурой. Гетероструктуры применяются в широком спектре современных электронных устройств и оптических приборах. На внутренней поверхности раздела в гетероструктуре электрон может быть заперт с двух сторон брэгговскими отражениями, если его энергия попадает одновременно в запрещенные зоны обоих кристаллов.

Для понимания поведения электронов на поверхности твердого тела весьма полезным оказался и другой подход к поверхностным состояниям, предложенный в 1939 году американским физиком Уильямом Шокли. Шокли изучал электронную структуру кристаллов типа алмаза, которые имеют довольно простое атомное строение и оказались чрезвычайно важными для

понимания полупроводниковых свойств. В частности, такое же строение имеют столь популярные сейчас полупроводники – кремний и германий. В решетке «типа алмаза» атомы соединены друг с другом ковалентными (гомеополярными) химическими связями, которые обусловлены квантовомеханическим спариванием электронов с противоположными спинами и создают устойчивую конфигурацию наподобие инертного газа. Но такая идеальная электронная структура образуется лишь в объеме кристалла. На поверхности же всегда: имеются свободные, неспаренные химические связи, которые и стал исследовать Шокли. Вначале он рассчитал энергетические уровни электрона в цепочке из восьми атомов в зависимости от расстояния между соседними атомами. При этом оказалось, что, когда атомы сближаются до расстояний, меньших некоторого критического значения, в спектре электронных энергий появляются запрещенные зоны, и внутри каждой из них – по два состояния, связанных с тем, что на концах линейной цепочки имеются два «краевых» атома. Электроны в этих двух атомах находятся в таком же исключительном положении, как и электроны приповерхностных атомов в трехмерном кристалле, где, согласно Шокли, тоже можно ожидать появления одного поверхностного состояния на каждый поверхностный атом.

Поверхностные состояния Шокли можно объяснить неспаренными связями атомов, находящихся на поверхности. Например, при расколе кристалла создававшие эти связи электронные пары распадаются на независимые электроны, каждый из которых остается в своем атоме. Энергии «одиноких» электронов больше, чем у электронов, образующих ковалентные связи, и поэтому могут попасть в одну из запрещенных зон. Но такие энергии, как мы видели, соответствуют таммовским состояниям. Этот пример показывает, что таммовские состояния и поверхностные состояния Шокли – два частных случая одного и того же явления: перестройки электронной структуры кристалла поверхностью. Таммовские состояния отвечают такой модели кристалла, когда электронные волны проходят через него, лишь слегка

«цепляясь» за атомы, почти как в пустом пространстве. В противоположность этой модели «квазисвободных» электронов, состояния Шокли соответствуют сильной связи с атомами, когда зонное движение электронов по кристаллу – блоховское состояние – возникает лишь благодаря их перескокам с одной связи на другую.

Повышенный интерес исследователей к поверхностным электронным состояниям был связан не только со стремлением к пониманию физики поверхностных явлений, но и насущными технологическими нуждами. Запрещенные в объеме, поверхностные состояния были энергетически притягательны для электронов в полупроводниках. Поверхностные уровни работали как центры рекомбинации электронов и дырок, уменьшая тем самым число ценнейших носителей тока и ухудшая технические характеристики диодов, транзисторов, солнечных элементов и других полупроводниковых приборов. [7] Лишь в самое последнее время были развиты количественные методы спектроскопии поверхностных электронных состояний, позволившие получить надежную информацию о многих физических и химических явлениях на поверхности твердых тел.

1.3 Фотонные таммовские состояния

Таммовские поверхностные состояния появляются на границе полу бесконечного кристалла и характеризуются дискретным энергетическим спектром и волновыми функциями. На рисунке 2 показано возникновение таммовского состояния на границе фотонного кристалла.

В работе [1] сообщается образовании фотонных таммовских состояний в брэгговских гетероструктурах на волноводно-щелевых линиях. Общий вид исследуемой брэгговской СВЧ структуры на основе волноводно-щелевых линий, имеют вид двух подсистем. Подсистемы представляет собой элементарные ячейки различных размеров, их вид представлен на рисунке 3

Длины отрезков каждой из подсистем были выбраны таким образом, чтобы частоты, соответствующие серединам запрещенных зон одной и другой брэгговских структур, максимально совпали. Вследствие различной ширины запрещенных зон данных подсистем наблюдалось лишь их частотное перекрытие в частотной области. Получившиеся спектры пропускания для исследуемых подсистем показаны на рисунках 4.

Таким образом, в данной работе было показано экспериментальное исследование возникновения таммовских поверхностных состояний в фотонном кристалле, составленном из двух последовательно соединенных волноводно-щелевых линий, имеющие различные размеры элементарных ячеек. Установлено, что в "идеальной" брэгговской гетероструктуре таммовские поверхностные состояния не возникают. Таммовские поверхностные состояния на границе двух брэгговских структур возникают лишь при наличии на этой границе интерфейсного элемента с характеристиками, отличными от характеристик как одной, так и другой брэгговской структуры.

Также в работе [17] рассматривались оптические состояния Тамма в одномерных магнитофотонных структурах. Также использовалась

многослойная структура состоящая из Ta_2O_5/SiO_2 с пленкой Ta_2O_5 в конце.
Вторая структура представляла собой пленки $Vi:YIG$, которые заменяют

В итоге было показано, что спектр пропускания системы совпадает с теоретическим расчетом, эти расчеты показывают однозначное наличие оптических таммовских поверхностных состояний в данной системе.

1.3.1 О спектре электромагнитных волн в одномерном дефектном фотонном кристалле, граничащем с проводящей средой

Исследование спектра электромагнитных волн в дефектных фотонных кристаллах, граничащих с проводящими средами, представляет большой интерес для дальнейшего развития радиофизики, микроэлектроники и фотоники [1–19]. Это связано с наличием в таких структурах двух типов электромагнитных волн – плазменных и дефектных. Плазменные электромагнитные волны являются поверхностными волнами. Их электромагнитное поле локализовано вблизи границы «проводящая среда – дефектный фотонный кристалл». Дефектные электромагнитные волны являются объемными волнами. Их электромагнитное поле сконцентрировано вблизи дефектного слоя. Этот же эффект был предсказан и в дефектном фотонном кристалле, помещенном в плоскопараллельный волновод. Оказалось, что условия возникновения эффекта резонансного взаимодействия электромагнитных плазменных и дефектных волн сильно зависят от величины диэлектрической постоянной кристаллической решетки проводящей среды. Наилучшей проводящей средой для возникновения эффекта резонансного взаимодействия плазменных и дефектных электромагнитных волн оказалась полупроводниковая плазмopodobная среда. Вместе с тем эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных электромагнитных волн изучен еще недостаточно хорошо. В связи с этим большое значение имеет дальнейшее исследование эффекта резонансного взаимодействия различных типов волн в дефектных фотонных кристаллах в зависимости от различных параметров. Такого рода исследование существенно улучшит понимание особенностей спектра в дефектных фотонных кристаллах и расширит область применения дефектных фотонных кристаллов для различных практических целей. Эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных электромагнитных волн исчезает, если величина диэлектрической проницаемости дефектного слоя превышает величины диэлектрических проницаемостей двух слоев

элементарной ячейки фотонного кристалла. В этой ситуации диэлектрическая проницаемость дефектного слоя зависит как от частоты электромагнитного поля, так и от величины его плазменной частоты. [9-14]

2 Определение коэффициентов прохождения и отражения электромагнитной волны через многослойную структуру

В качестве КФК был рассмотрен отрезок коаксиала со структурой, представляющей собой периодически изменяющуюся, толщина центрального проводника.

Рассматривались одномерные КФК (см. рис. 7), составленные из N количество слоёв, в диапазоне частот 1...15 ГГц. Нечетные слои ФК представляли собой отрезки с увеличением толщины центрального проводника. Длина нечетных и четных отрезков были равны между собой (10 мм). Внутренний диаметр внешнего проводника $d_{\text{внеш}}$ составлял 7 мм, диаметр внутреннего проводника $d_{\text{внутр1}} = 5\text{мм}$, $d_{\text{внутр2}} = 3\text{мм}$.

Для расчета коэффициента прохождения и отражения электромагнитной волны в КФК использовалась матрица передачи \mathbf{T} четырехполюсника сложной структуры, представляющего собой каскадное соединение элементарных четырехполюсников с известными матрицами передачи, которые имеют вид:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T[1,1] & T[1,2] \\ T[2,1] & T[2,2] \end{pmatrix} = \mathbf{T}'_N \cdot \prod_{i=1}^{N-1} (\mathbf{T}''_{i,i+1} \cdot \mathbf{T}'_i), \quad (13)$$

где \mathbf{T}'_i и $\mathbf{T}''_{i,j}$ — матрицы передачи четырехполюсников, описывающих соответственно i -ый отрезок и прямое соединение i -го и $(i+1)$ -го отрезков коаксиальной линии передачи.

Выражения для матриц передачи \mathbf{T}'_i и $\mathbf{T}''_{i,j}$ соответствующих элементарных четырехполюсников имеют вид [19, 20]:

$$\mathbf{T}'_{i,j} = \begin{pmatrix} e^{\gamma_i l_i} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma_i l_i} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\mathbf{T}''_{i,j} = \begin{pmatrix} \frac{r_{i,i+1}+1}{2\sqrt{r_{i,i+1}}} & \frac{r_{i,i+1}-1}{2\sqrt{r_{i,i+1}}} \\ \frac{r_{i,i+1}-1}{2\sqrt{r_{i,i+1}}} & \frac{r_{i,i+1}+1}{2\sqrt{r_{i,i+1}}} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Здесь l_i — длина i -го отрезка, γ_i — постоянная распространения электромагнитной волны в i -ом отрезке, $r_{i,i+1} = \frac{\rho_{i+1}}{\rho_i}$, где ρ_i — волновое

сопротивление i -го отрезка коаксиальной линии передачи с диэлектрической проницаемостью наполнения ε , рассчитываемое по формуле:

$$\rho = \frac{138}{\sqrt{\varepsilon}} \log_{10} \left(\frac{d_{\text{внеш}}}{d_{\text{внутр}}} \right). \quad (16)$$

Постоянная распространения γ_i имеет вид:

$$\gamma_i = \alpha_i + j\beta_i, \quad (17)$$

где $\alpha_i = \alpha_{mi} + \alpha_{di}$ — постоянная затухания i -го отрезка коаксиальной линии [18], равная сумме постоянных затухания в металлических проводниках α_{mi} и в диэлектрическом наполнении α_{di} ; $\beta_i = 2\pi/\lambda_i$ — фазовая постоянная, где λ_i — длина электромагнитной волны в i -ом отрезке коаксиальной линии.

Постоянные затухания α_{mi} , α_{di} имеют вид:

$$\alpha_m = \frac{0.023 R_s (d_{\text{внеш}} + d_{\text{внутр}}) \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}}{d_{\text{внеш}} d_{\text{внутр}} \ln \left(\frac{d_{\text{внеш}}}{d_{\text{внутр}}} \right)}, \quad (18)$$

$$\alpha_d = \frac{27.3 \text{tg} \delta \sqrt{\varepsilon}}{\lambda}, \quad (19)$$

где μ — магнитная проницаемость диэлектрического наполнения, R_s — удельное поверхностное сопротивление проводника, $\text{tg} \delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь.

Коэффициенты прохождения и отражения СВЧ мощности определяются через элементы матрицы передачи \mathbf{T} по известным соотношениям [20]:

$$D = \frac{1}{|\mathbf{T}[1,1]|^2}. \quad (20)$$

$$R = \left| \frac{\mathbf{T}[2,1]}{\mathbf{T}[1,1]} \right|^2. \quad (21)$$

Сопротивление нагрузки на входе и выходе фотонной структуры составляло 50 Ω .

3 Компьютерное моделирование амплитудно-частотных характеристик коаксиального фотонного кристалла на основе периодического изменения толщины центрального проводника

Численный расчет коэффициентов отражения и прохождения выполнялся с использованием программного обеспечения для моделирования одномерной системы Mathcad и HFSS.

Данное компьютерное моделирование посвящено исследованию особенностей интерфейсного состояния фотонного кристалла на основе фотонного кристалла в СВЧ диапазоне, выполненных в виде коаксиальной линии передачи, при наличии интерфейсного слоя на границе фотонных кристаллов. Общий вид исследуемого фотонного кристалла представляет собой коаксиальную линию передачи с различными толщинами центрального проводника коаксиального фотонного кристалла. Структура такого фотонного кристалла имеет вид изменяющихся толщин центрального проводника, который составляет R_1 — 5 мм и R_2 — 3 мм. Длины отрезков центрального проводника коаксиальной линии передачи L_1 — 10 мм. Внутренняя заполнение коаксиальной линии представлено в виде воздуха. Общее количество коаксиальных отрезков (количество слоев в фотонном кристалле) N —19, но также были смоделированы и N —11, N —15.

При моделировании АЧХ коаксиального фотонного кристалла с изменением центрального проводника демонстрирует в данной структуре наличие запрещенных и разрешенных зон. При увеличении количества слоев фотонного кристалла наблюдается увеличение глубины запрещенной зоны и количества пиков пропускания в разрешенных зонах.

В программном пакете HFSS был смоделирован коаксиальный фотонный кристалл без нарушаемого слоя.

Можем заметить схожесть моделей АЧХ коаксиального фотонного кристалла с общим количеством отрезков коаксиальной линии N —19. Также

были смоделированы АЧХ коаксиального фотонного кристалла с нарушаемым слоем. Нарушаемый слой представляет собой отрезок коаксиальной линии, заполненный фторопластом (длины отрезков $L_{нар.}$ — 4,8,16 мм) и диэлектрик марки ФЛАН (длины отрезков $L_{нар.}$ — 1,2 мм.)

Как следует из результатов расчета, представленных на рис. 9-11, 13, введение нарушения периодичности в виде центрального отрезка, заполненного фторопластом и диэлектриком типа ФЛАН, в запрещенной зоне фотонного кристалла возникает пик пропускания, положение которого будет зависеть от длины нарушения. При длине нарушения 4 мм пик пропускания возникает на частоте 6,5 ГГц, при длине нарушения 8 мм пик пропускания возникает на частоте 9,3 ГГц, при длине нарушения 16 мм пик пропускания возникает на частоте 7,0 ГГц, при длине нарушения 1 мм, для диэлектрика типа ФЛАН, пик пропускания возникает на частоте 7,6 ГГц, при длине нарушения 2 мм, для диэлектрика типа ФЛАН, пик пропускания возникает на частоте 7,5 ГГц.

4 Экспериментальное исследование амплитудно-частотных характеристик коаксиального фотонного кристалла на основе периодического изменения толщины центрального проводника

Был собран коаксиальный фотонный кристалл с периодическим изменением толщины центрального проводника на основе коаксиальной линии. Из результатов были получены следующие результаты:

Дополнительно был рассмотрен случай заполнения участков коаксиальной линии фторопластом и увеличением центрального проводника.

Таким образом экспериментально реализован фотонный кристалл на основе отрезков коаксиальной линии кристалла с различными толщинами центрального проводника. Показано, что на АЧХ фотонного кристалла наблюдаются ярко выраженные запрещенные и разрешенные зоны. Введение нарушения в виде отрезка коаксиала, заполненного диэлектриком, приводит к возникновению в запрещенной зоне фотонного кристалла пика пропускания, частотное положение которого зависит от диэлектрической проницаемости диэлектрика и длины нарушения.

5 Определение диэлектрической проницаемости нарушаемого слоя в коаксиальном фотонном кристалле путем решения обратной задачи.

С помощью решения обратной задачи была реализована методика измерения комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' - i \cdot \varepsilon''$ фторопласта по частотным зависимостям $D(\varepsilon', \varepsilon'', f)$ и $R(\varepsilon', \varepsilon'', f)$ с использованием метода наименьших квадратов.

При реализации этого метода находит такое значение параметров комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon'_{иск}$ и $\varepsilon''_{иск}$, при котором сумма квадратов разностей $S(\varepsilon', \varepsilon'')$ расчетных значений квадратов модулей, коэффициентов прохождения и отражения $|D(\varepsilon', \varepsilon'', f)|^2$, $|R(\varepsilon', \varepsilon'', f)|^2$ и экспериментальных коэффициентов прохождения и отражения (исходных) $|D_{эксп}|^2$ и $|R_{эксп}|^2$, становится минимальной.

$$S(\varepsilon', \varepsilon'') = \sum_{i=1}^K \left(\left(|D(\varepsilon', \varepsilon'', f)|^2 - |D_{iэксп}|^2 \right)^2 + \left(|R(\varepsilon', \varepsilon'', f)|^2 - |R_{iэксп}|^2 \right)^2 \right), \quad (22)$$

Здесь K – число измеренных значений коэффициентов прохождения и отражения.

Искомые значения комплексной диэлектрической проницаемости параметров исследуемого образца определяются с помощью численного метода в результате решения системы уравнений (23):

$$\begin{cases} \frac{\partial S(\varepsilon', \varepsilon'')}{\partial \varepsilon'} = 0 \\ \frac{\partial S(\varepsilon', \varepsilon'')}{\partial \varepsilon''} = 0 \end{cases}. \quad (23)$$

Для данного метода измерений была решена тестовая задача, которая заключалась в следующем: задавались действительная ε' и мнимая ε'' части комплексной диэлектрической проницаемости исследуемого нарушаемого слоя (диэлектрика) и рассчитывались частотные зависимости коэффициентов

прохождения и отражения исследуемой структуры, то есть была решена прямая задача по определению комплексной диэлектрической проницаемости.

Функции невязок $S(\varepsilon', \varepsilon'', f)$, определяемые выражением (22) и представленные на рис.28. на резонансной частоте $f_1=6.759$ ГГц, соответствующий дефектной моде рассматриваемой запрещенной зоны, для нарушаемого слоя длиной $L_{нар.}=16$ мм, как следует из результатов расчета, обладают глобальным минимумом в пространстве координат $(\varepsilon', \varepsilon'', S(\varepsilon', \varepsilon''))$, а контурные карты (рис.27) характеризуются наличием замкнутых траекторий вблизи минимума, что подтверждает возможность однозначно определять действительную и мнимую части комплексной диэлектрической проницаемости из решения системы уравнений (23).

На рис. 29 представлены тестовые (исходные) (кривая 1) и рассчитанные с использованием результатов решения обратной задачи частотные зависимости квадратов (кривая 2) модулей коэффициентов отражения и прохождения на резонансных частотах дефектной моды.

На основе решения обратной задачи при использовании измеренных амплитудно-частотных характеристик коэффициента прохождения и отражения на частоте дефектной моды в запрещенной зоне были определены значения диэлектрической проницаемости (нарушаемого слоя) и электропроводности нарушаемого слоя коаксиальной линии, которые приведены в Таблице 1

Таблица.1.

Материал	ϵ'	ϵ''	$f_{\text{эксп}}$
Фторопласт (4мм)	2.107	$< 10^{-4}$	5.664 ГГц
Фторопласт (8мм)	2.196	$< 10^{-4}$	8.431 ГГц
Фторопласт (16мм)	2.304	$< 10^{-4}$	6.759 ГГц

Из результатов, полученных при решении обратной задачи по определению комплексной диэлектрической проницаемости, можно увидеть совпадение результатов измерений комплексной диэлектрической проницаемостью образца фторопласта, являющегося нарушением коаксиального фотонного кристалла в коаксиальной линии, с табличными данными.

Заключение

Проведен анализ современного состояния в области исследований АЧХ коаксиального фотонного кристалла.

Проведено компьютерное моделирование, с помощью программного обеспечения для моделирования одномерной системы Mathcad и HFSS.

Установлено возникновение запрещенных и разрешенных зон в коаксиальном фотонном кристалле. При увеличении количества слоёв коаксиального фотонного кристалла наблюдается увеличение глубины запрещенной зоны и количества пиков пропускания в разрешенных зонах.

Показано, что введение нарушения периодичности в виде центрального отрезка, заполненного фторопластом или диэлектриком типа ФЛАН, в запрещенной зоне коаксиального фотонного кристалла возникает пик пропускания, положение которого будет зависеть от длины нарушения и диэлектрической проницаемости диэлектрика.

Экспериментально реализован коаксиальный фотонный кристалл на основе отрезков коаксиальной линии кристалла с различными толщинами центрального проводника.

Экспериментально подтверждено, что введение нарушения в виде отрезка коаксиальной линии, заполненного диэлектриком, приводит к возникновению в запрещенной зоне коаксиального фотонного кристалла пика пропускания, частотное положение которого зависит от диэлектрической проницаемости диэлектрика и длины нарушения.

Из результатов, полученных при решении обратной задачи, можно сказать, что данная структура может являться не только фильтром частот, но и структурой способной определять характеристики материала, вносимого в качестве нарушения коаксиального фотонного кристалла.