

Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н. Г. Чернышевского

**СВЧ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ –
НОВАЯ РАЗНОВИДНОСТЬ
ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР
В РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ**

*Учебное пособие для студентов,
магистрантов и аспирантов, обучающихся по направлениям
«Электроника и наноэлектроника» и «Физика»*

Саратов
Издательство Саратовского университета
2016

УДК 621.38.029.64 – 022.532(075.8)
ББК 32.842я73
С24

Авторы:

Д. А. Усанов, С. А. Никитов, А. В. Скрипаль, Д. В. Пономарев

СВЧ фотонные кристаллы–новая разновидность периодических структур в радиоэлектронике: учеб. пособие для студентов, магистрантов и аспирантов, обучающихся по направлениям «Электроника и нанoeлектроника» и «Физика» / Д. А. Усанов [и др.] – Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2016. – 84 с. : ил.
ISBN 978-5-292-04403-1

На основе анализа результатов теоретических и экспериментальных исследований, изложенных в многочисленных оригинальных публикациях, предложен подход к рассмотрению физических явлений в кристаллах, полупроводниковых сверхрешетках, СВЧ-структурах с запрещенными зонами (СВЧ фотонных кристаллах) с позиций общего для них свойства – периодичности в расположении образующих их структур. На основе предложенного подхода рассмотрены различные типы фотонных кристаллов: на прямоугольных волноводах с диэлектрическими вставками, на плоских линиях передачи, на волноводно-щелевых линиях, на волноводных резонансных диафрагмах. Показана возможность эффективного управления амплитудно-частотными характеристиками СВЧ фотонных кристаллов.

Для студентов, магистрантов и аспирантов, обучающихся по направлениям «Электроника и нанoeлектроника» и «Физика», специалистов и научных работников в области радиофизики, СВЧ-твердотельной электроники, СВЧ-фотоники.

Рекомендуют к печати:

кафедра физики твердого тела факультета нано- и биомедицинских технологий
Саратовского национального исследовательского государственного университета
имени Н. Г. Чернышевского

доктор физико-математических наук, профессор *В. Б. Байбурун*
доктор технических наук, профессор *В. П. Мещанов*

*Издание осуществлено при финансовой поддержке Министерства образования и науки
Российской Федерации (гос. задание № 1376 и № 1575).*

*Работа издана по тематическому плану 2016 года
(утвержден Ученым советом Саратовского национального исследовательского
государственного университета имени Н. Г. Чернышевского,
протокол № 4 от 29 марта 2016 г.)*

УДК 621.38.029.64 – 022.532(075.8)
ББК 32.842я73

ISBN 978-5-292-04403-1

© Усанов Д. А., Никитов С. А., Скрипаль А. В., Пономарев Д. В., 2016
© Саратовский университет, 2016

ВВЕДЕНИЕ

В настоящем учебном пособии, предназначенном для студентов, магистрантов и аспирантов, обучающихся по направлениям «Электроника и наноэлектроника» и «Физика», предлагается подход к рассмотрению физических явлений в кристаллах, полупроводниковых сверхрешетках, СВЧ-структурах с запрещенными зонами (СВЧ фотонных кристаллах) с позиций общего для них свойства – периодичности в расположении образующих их структур. Такой подход, по нашему мнению, позволяет обучающимся получить представления о физических принципах работы устройств, относящихся к различным направлениям радиоэлектроники, и более глубоко понять физический смысл явлений в смежных областях этой науки.

Исторически первоначально получило развитие представлений о специфических свойствах периодических структур в квантовой теории твердого тела. Впоследствии положения зонной теории полупроводников использовались в вакуумной СВЧ-электронике при описании замедляющих систем, затем в физике полупроводниковых лазеров и нанофотонике и, наконец, в радиофизике при проектировании антенных решеток, согласованных нагрузок, измерительных устройств, фильтров и других устройств.

В качестве литературы, способствующей пониманию рассмотренных в учебном пособии явлений, можно рекомендовать монографии Д. Ф. Зайцева «Нанофотоника и её применение» (М.: Фирма «Актеон», 2012. 445 с.); М. Хермана «Полупроводниковые сверхрешетки» (Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 240 с.), учебник Г. Г. Шишкина, А. Г. Шишкина «Электроника» (М.: Дрофа, 2009. 703 с.), а также многочисленные оригинальные публикации, приведенные после изложения материала по отдельным главам.

Глава 1

ПЕРИОДИЧНОСТЬ В РАСПОЛОЖЕНИИ АТОМОВ В КРИСТАЛЛАХ, ЗАПРЕЩЕННЫЕ И РАЗРЕШЕННЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗОНЫ

Для полного описания движения электрона в твердом теле необходимо решить уравнение Шредингера с учетом взаимодействия электрона со всеми ядрами, электронами и ядрами между собой. Решение такой многочастичной задачи представляется чрезвычайно сложным, поэтому используют адиабатическое приближение, состоящее в предположении о возможности не учитывать движение ядер при рассмотрении электронной подсистемы. Для сведения задачи к одноэлектронной действие электронов учитывается эффективным потенциалом, описывающим действие всех электронов на отдельный. Предполагается, что это поле тоже периодическое, и его период совпадает с периодом поля ядер. Для решения уравнения Шредингера в одномерном случае используется модель Кронига–Пенни. В соответствии с этой моделью реальный потенциал представляется в виде чередования потенциальных ям и барьеров (рис. 1.1) высотой V_0 . Ширина ямы равна a , ширина барьера – b , $c = a + b$ – постоянная решетки.

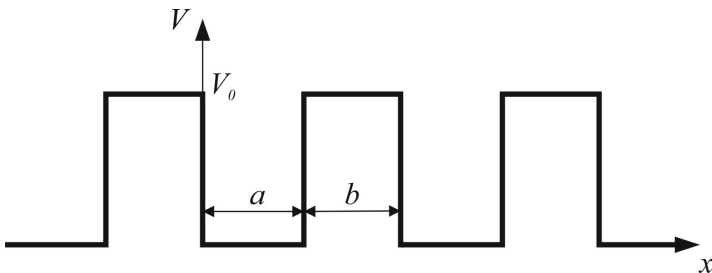


Рис. 1.1. Схематическое изображение периодического потенциала в соответствии с моделью Кронига–Пенни

Таким образом, для V можно записать равенства

$$V(x) = \begin{cases} 0, & \text{для } nc < x < nc + a \\ V_0, & \text{для } nc + a < x < (n+1)c, \end{cases} \quad (1.1)$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$

Для $nc < x < nc + a$ уравнение Шредингера принимает вид:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\Psi = 0, \quad (1.2)$$

где Ψ – волновая функция электрона в потенциальной яме.

Для $nc + a < x < (n+1)c$ уравнение Шредингера принимает вид

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V_0)\Psi = 0, \quad (1.3)$$

где Ψ – волновая функция электрона для барьера, E – энергия электрона.

Решения этих уравнений имеют вид

$\Psi_n = A_n e^{i\alpha_0(x-nc)} + B_n e^{-i\alpha_0(x-nc)}$ – для потенциальных ям;

$\Psi_n = C_n e^{\beta(x-(nc+c))} + D_n e^{-\beta(x-(nc+c))}$ – для потенциальных барьеров,

где $\alpha_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}$, $\beta = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}$.

Используя в качестве граничных условий равенство нулю волновой функции и ее производной на левой и правой гранях n -й потенциальной ямы, получим систему уравнений

$$\begin{aligned} A_n + B_n &= C_{n-1} e^{\beta b} + D_{n-1} e^{-\beta b}, \\ i\alpha_0(A_n - B_n) &= \beta(C_{n-1} e^{\beta b} - D_{n-1} e^{-\beta b}), \\ A_n e^{i\alpha_0 a} + B_n e^{-i\alpha_0 a} &= C_n + D_n, \\ i\alpha_0(A_n e^{i\alpha_0 a} - B_n e^{-i\alpha_0 a}) &= \beta(C_n - D_n). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Ψ_n и Ψ_{n-1} характеризуют вероятность нахождения электрона в n -й и $(n-1)$ потенциальной ямах. Поэтому они могут отличаться только фазовым множителем, то есть $\Psi_n = \Psi_{n-1} e^{i\lambda}$.

Следовательно,

$$\begin{aligned} C_{n-1} &= C_n e^{-i\lambda} \\ D_{n-1} &= D_n e^{-i\lambda}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Таким образом, система уравнений относительно коэффициентов A_n, B_n, C_n, D_n принимает вид

$$\begin{aligned} A_n + B_n &= C_n e^{\beta b - i\lambda} + D_n e^{-(\beta b + i\lambda)}, \\ i\alpha_0(A_n - B_n) &= \beta(C_n e^{\beta b - i\lambda} - D_n e^{-(\beta b - i\lambda)}), \\ A_n e^{i\alpha_0 a} + B_n e^{-i\alpha_0 a} &= C_n + D_n, \\ i\alpha(A_n e^{i\alpha_0 a} - B_n e^{-i\alpha_0 a}) &= \beta(C_n - D_n). \end{aligned} \quad (1.6)$$

Записанная система уравнений должна удовлетворять условию совместности, то есть ее определитель должен быть равен нулю. Раскрывая определитель, получим уравнение

$$\cos(\alpha_0 a) \operatorname{ch}(\beta b) + \frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sin(\alpha_0 a) \operatorname{sh}(\beta b) = \cos(\lambda). \quad (1.7)$$

Будем считать, что ширина барьера стремится к нулю, а высота – к бесконечности, но так, что $V_0 b$ остается постоянной величиной, при этом $\beta b \rightarrow 0$, так как $V_0 \sim b^2$. Тогда $\operatorname{sh}(\beta b) \approx \beta b$, $\operatorname{ch}(\beta b) \approx 1$ и уравнение относительно α принимает вид

$$\cos \alpha_0 a + \frac{\beta^2 ab \sin \alpha_0 a}{2 \alpha_0 a} = \cos \lambda. \quad (1.8)$$

Это уравнение называют уравнением Кронига–Пенни. Обозначим коэффициент, характеризующий прозрачность барьера,

$$\frac{\beta^2 ab}{2} = P.$$

Если $P \rightarrow \infty$, то это соответствует изолированной потенциальной яме.

Если $P \rightarrow 0$, то это соответствует условию $\cos \alpha_0 a = \cos \lambda$,

$$\lambda = ka = \alpha_0 a,$$

где k – волновое число для свободного электрона.

При $P \rightarrow \infty \frac{\sin \alpha_0 a}{\alpha_0 a} = 0$.

Это равенство выполняется при условии $\alpha_0 a = \pi j$, $j = \pm 1, \pm 2, \dots$

Правая часть уравнения

$$\cos \alpha_0 a + P \frac{\sin \alpha_0 a}{\alpha_0 a} = \cos ka \quad (1.9)$$

не изменится при изменении k на $\frac{2\pi}{a} j$.

Это означает, что все физические различимые состояния находятся в интервале $-\frac{\pi}{a} < k < \frac{\pi}{a}$, график зависимости $\cos \alpha_0 a + P \frac{\sin \alpha_0 a}{\alpha_0 a}$ от $\alpha_0 a$ приведен на рис. 1.2.

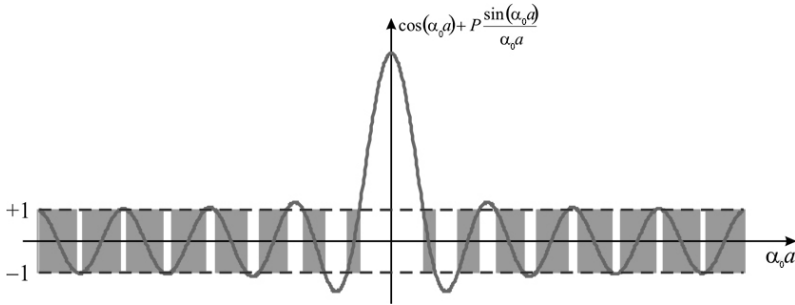


Рис. 1.2. Зависимость левой части уравнения Кронига–Пенни от $\alpha_0 a$

Так как правая часть уравнения Кронига–Пенни изменяется в пределах от -1 до 1 , то значения $\alpha_0 a$ вне этих пределах являются запрещенными.

Таким образом, существуют зоны разрешенных и запрещенных значений $\alpha_0 a$.

Определенная ширина запрещенной зоны является признаком полупроводников как особого класса материалов. К полупроводникам относят материалы, у которых ширина запрещенной зоны меньше $2\text{--}3$ электронвольт. Именно такой величиной запрещенной зоны объясняется увеличение электропроводности полупроводников с ростом температуры в отличие от металлов. Это свойство полупроводников также является их классификационным признаком.

Известно, что свойства кристаллов и, в частности, полупроводников сильно зависят от идеальности их кристаллической структуры. Любые нарушения периодичности в расположении атомов существенным образом изменяют свойства кристаллов. Эти нарушения могут быть связаны с тепловыми колебаниями атомов. Другой причиной может быть наличие в кристалле атомов примеси. Примесные атомы могут вводиться в кристалл специально, но могут присутствовать в нем в связи с недостаточным контролем за технологическим процессом. И. Е. Тамм показал, что нарушение периодичности решетки за счет ее обрыва на поверхности может приводить к появлению разрешенного энергетического уровня в запрещенной зоне.

Если примесные атомы, относящиеся к элементам пятой группы, ввести в элемент, относящийся к четвертой группе таблицы Менделеева, то справедлива так называемая водородоподобная модель примесного центра, когда четыре валентных электрона примесного центра образуют с четырьмя электронами основного вещества ковалентные связи, а пятый электрон оказывается как бы лишним. Уравнение Шредингера в этом случае подобно уравнению для атома водорода, и энергетический спектр имеет дискретный характер. Разрешенные энергетические уровни расположены вблизи дна разрешенной зоны (зоны проводимости) и называются мелкими или донорными уровнями. Если вводимый в элемент четвертой группы примесный атом относится к третьей группе, то примесные уровни расположены вблизи дна запрещенной зоны. В этом случае они способны захватывать электрон из близко расположенной заполненной электронами (валентной) зоны. Такие уровни называют акцепторными. В валентной зоне появляются незаполненные уровни, с наличием которых связывают квазичастицы, называемые дырками.

Глава 2

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ ВОЛНЫ–ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

В приборах вакуумной СВЧ-электроники, например в лампах обратной волны, в лампах бегущей волны, для эффективного взаимодействия электронного потока с электромагнитной волной необходимо, чтобы фазовая скорость волны была близка к скорости электронов. Для этого используют специальные системы, замедляющие фазовую скорость волны. Конструктивно замедляющие системы могут быть выполнены в виде периодической структуры из резонаторов, штырей или спиралей из проволоки. В качестве замедляющих систем могут использоваться также, например, круглые резонаторы. Линейная скорость постоянной фазы в них $v = \omega r/l$, где l – число длин волн, укладываемых вдоль окружности, r – расстояние от оси резонатора. При малых r , v также мало. Авторы [1] называют замедляющие системы как бы искусственными кристаллами, ячейки которых имеют большие размеры.

Фазовая скорость волны по определению $v = \omega/\beta$, где β – постоянная распространения волны, бегущей в направлении оси Z . Волновой процесс в данном случае описывается соотношением $U(x, y, z) = U_0(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)}$. Величина β связана с длиной волны соотношением $\beta = 2\pi/\lambda$.

Замедление волны характеризуют коэффициентом $n = c/v$, где c – скорость света в свободном пространстве. Тогда n можно записать следующим образом:

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\omega \beta}{k \omega} = \frac{\beta}{k} = \frac{\lambda_0}{\lambda}, \quad (2.1)$$

где k – волновое число для волны в свободном пространстве, c – скорость света, λ_0 – длина волны света в свободном пространстве. Коэффициент n в оптике называют показателем преломления.

Скорость движения электронов в приборах вакуумной электроники может достигать значений $6 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$ м/с, следовательно, для обеспечения эффективной работы приборов необходимо обеспечить замедление волны до 50 раз.

Напряжение электрического поля в рассматриваемых системах можно представить в виде $E(x, y, z) = E_0(x, y, z)e^{-i\beta z}$, где $\beta = \phi/d$, d – период системы, ϕ – фазовый сдвиг. Так как система является периодической по координате z , то $E_0(x, y, z)$ можно представить в виде ряда Фурье

$$E_0(x, y, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} e_m(x, y) e^{-i\frac{2\pi m}{d}z}, \quad (2.2)$$

где $e_m(x, y) = \frac{1}{d} \int_{z_0}^{z_0+d} E(x, y, z) e^{i\beta_m z} dz$, $\beta_m = \beta + \frac{2\pi m}{d}$.

Таким образом, напряженность электрического поля в замедляющей системе представляет собой сумму плоских волн, называемых пространственными гармониками, с амплитудами, зависящими от координат поперечного сечения замедляющей системы. Каждой пространственной гармонике соответствует свое волновое число $\beta_m = \beta + 2\pi m/d$, где $\beta = \phi/d$ – сдвиг фазы на периоде структуры с $m = 0$, то есть для нулевой пространственной гармоники, соответствующей области изменения β от $-\pi/d$ до π/d – называемой по аналогии с физикой твердого тела первой зоной Бриллюэна.

Ясно, что в приборах вакуумной электроники наиболее важную роль играет продольная составляющая электрического поля пространственной гармоники, для которой фазовая скорость близка к скорости электронов, то есть выполняется условие синхронизма. Это взаимодействие также будет наиболее эффективным, если пучок электронов располагается вблизи поверхности замедляющей системы. Всем пространственным гармоникам соответствует одна и та же групповая скорость $v_g = d\omega/d\beta_m = d\omega/d\beta$, равная скорости переноса энергии через систему.

Эффективность взаимодействия электронов с полем волны характеризуют сопротивлением связи:

$$R_{св} = \frac{|\mathbf{e}^2|}{2\beta_m^2 p}, \quad (2.3)$$

где p – средний по времени поток энергии, переносимый через поперечное сечение системы, $|\epsilon^2|$ – средний по сечению и длине квадрат амплитуды поля. Ясно, что взаимодействие электронов с полем возрастает с уменьшением расстояния до замедляющей системы.

Список литературы к главе 2

1. *Силин Р. А., Смирнов В. П.* Замедляющие системы. М.: Сов. радио, 1966. 632 с.

Глава 3

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СВЕРХРЕШЕТКИ – «КРИСТАЛЛЫ, СДЕЛАННЫЕ ЧЕЛОВЕКОМ»

Ж. И. Алфёров определил понятие сверхрешетки как структуры с периодическим потенциалом, создаваемым легированием или изменением состава полупроводниковых материалов с периодом большим, но сравнимым с постоянной кристаллической решетки [1].

В качестве их основного свойства он выделил расщепление энергетических зон в минизоны, разделенные малыми запрещенными промежутками и имеющими зоны Бриллюэна, определяемые периодом сверхрешетки. Есаки и Цу [2] определяли сверхрешетку как результат создания в кристалле областей с изменением уровня легирования или состава твердого раствора с периодом меньшим длины волны свободного пробега.

Идея получения сверхрешеток путем создания на поверхности полупроводника периодического потенциала в результате воздействия интенсивной ультразвуковой волны была высказана в 1962 г. Л. В. Келдышем [3].

Им была сформулирована возможность распада сплошного спектра энергий электрона на совокупность чередующихся разрешенных и запрещенных зон в направлении движения электрона и распространения волны при наличии пространственных неоднородностей.

Чанг, Есаки и др. с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии вырастили сверхрешетку типа $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, относящуюся к композиционному типу [4].

Выбор такой пары материалов определяется с тем, что ее использование не связано с наличием заметных искажений кристаллической структуры. Расположение краев зоны проводимости E_c и валентной зоны E_v относительно вакуумного уровня (штриховая линия) в отдельных неконтактирующих веществах (слева) и в композиционных сверхрешетках различных типов (справа) приведены в [5] (рис. 3.1).

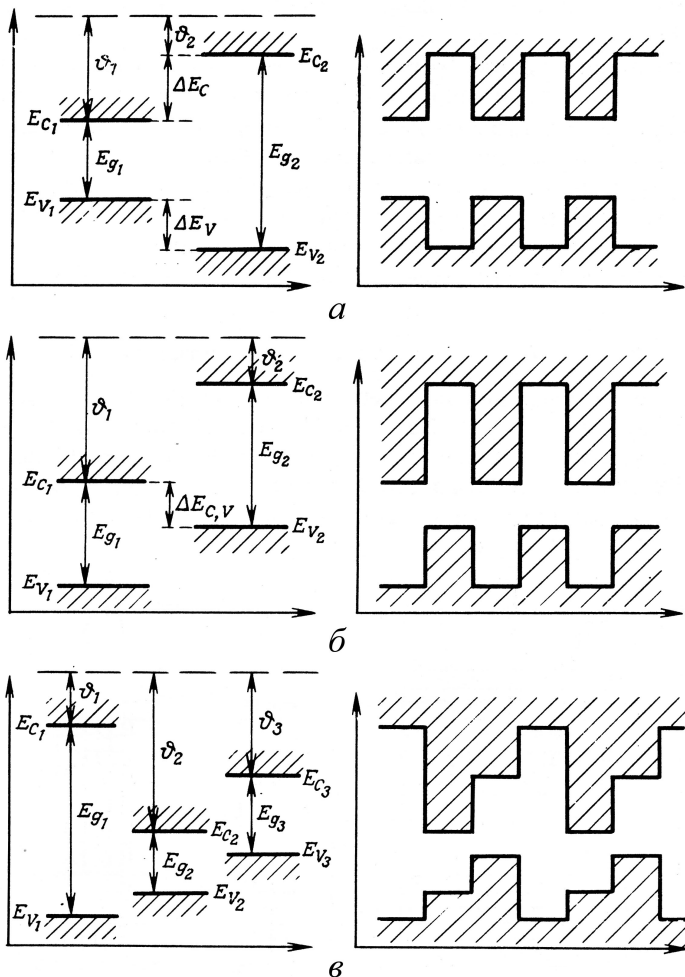


Рис. 3.1. Расположение краев зоны проводимости E_c и валентной зоны E_v относительно вакуумного уровня (штриховая линия) в отдельных неконтактирующих веществах (слева) и в композиционных сверхрешетках различных типов (справа): E_g – ширина запрещенной зоны, v – электронное средство, ΔE_c и ΔE_v – разрывы в зоне проводимости и валентной зоне

Схема расположения последовательности слоев (слева) и зонная диаграмма в зависимости от координат, приведенная в [5] для сверхрешетки для системы $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, изображена на рис. 3.2.

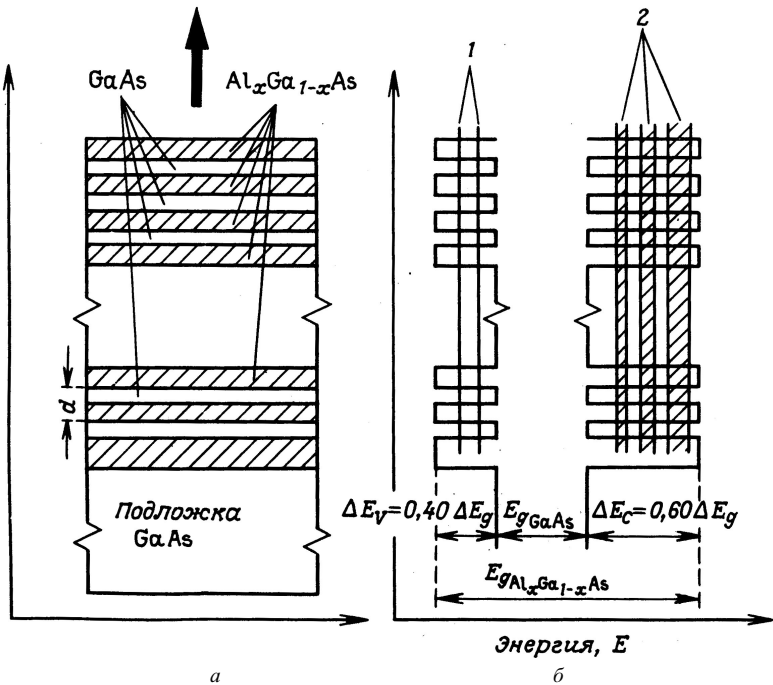


Рис. 3.2. Схема расположения последовательности слоев (а) и зонная диаграмма (б) в зависимости от координат для сверхрешетки для системы GaAs-Al_xGa_{1-x}As

Из приведенных на рис. 3.2 зависимостей следует, что введение периодичности в расположении слоев приводит к появлению электронных подзон в зоне проводимости и дырочных подзон в валентной зоне.

Существует тип сверхрешеток, называемых легированными. Они представляют собой периодическую последовательность слоев одного и того же полупроводника, легированных различными способами. Периодический потенциал в таких сверхрешетках образуется ионизированными примесями.

Структуры в виде сверхрешеток использованы для создания полупроводниковых лазеров [6].

Использовавшаяся лазерная структура с квантовыми ямами представляла собой одиночную квантовую яму и короткопериодные сверхрешетки.

Еще одна возможность использования периодических объемных неоднородностей в лазерах была реализована авторами [7] в результа-

те замены резонатора Фабри–Перо или ему подобных на брэгговский резонатор.

Преимущества брэгговского резонатора связаны с высокой отражательной способностью периодических систем, используемых в качестве отражающих поверхностей.

Использующиеся в современных лазерах квантовые ямы относятся к структурам с пониженной размерностью. В таких структурах наблюдается увеличенная подвижность электронов вдоль одной плоскости.

На этом принципе были созданы полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ-транзисторы). Могут быть созданы упорядоченные массивы на основе одномерных структур – квантовых проволок и нульмерных структур – квантовых точек.

Д. Ф. Зайцев дает более развернутое определение фотонных кристаллов как элементов нанофотоники. Он относит к ним «диэлектрические или полупроводниковые наноразмерные структуры с периодически чередующимися областями с различными свойствами материалов – так называемые фотонные кристаллы или материалы с фотонными запрещенными зонами (PBG), в которых за счет синфазного послыоного отражения (брэгговского отражения) возникают запрещенные зоны, то есть диапазоны частот, в которых электромагнитное, в частности оптическое излучение, не может распространяться» [8, с. 8].

Таким образом, условие брэгговского отражения в структурах с периодической неоднородностью является определяющей характеристикой фотонных кристаллов. Наличие запрещенной зоны в фотонных кристаллах в оптическом диапазоне длин волн позволило Э. Яблоновичу обосновать возможность подавления спонтанной эмиссии в лазерах при их помещении в резонатор на основе трехмерной фотонной структуры [8], то есть фотонный кристалл выполнял функцию оптического фильтра, препятствующего возникновению спонтанной эмиссии в лазерах. Идея использования высоких отражающих свойств фотонных кристаллов была применена для создания одномерных оптических волокон, представляющих собой концентрические цилиндрические слои с чередующимися показателями преломления, в которых выполняется условие брэгговского отражения. Сердечник таких структур изготавливался полым. Для увеличения разности между показателем преломления оболочки оптического волокна и его сердцевины вокруг

сердечника волновода выполняются оптические воздушные капилляры. Такие волноводы характеризуются значительно меньшим допустимым радиусом изгиба и обладают большей температурной стабильностью.

Идея использования брэгговских отражателей, примененная в полупроводниковых лазерах на сверхрешетках, успешно используется при создании активных фазированных антенных решеток (АФАР). В частности, они применяются в качестве экранов антенных излучателей. В результате обеспечивается подавление поверхностных волн, уменьшение боковых и задних лепестков диаграммы направленности, паразитной связи между отдельными излучателями.

В микрополосковых антеннах необходимая периодичность в диэлектрическом основании достигается путем выполнения в нем либо периодически расположенных полых отверстий, либо отверстий, заполненных металлом. Пример гребенчатой микрополосковой антенны приведен на рис. 3.3 [8].

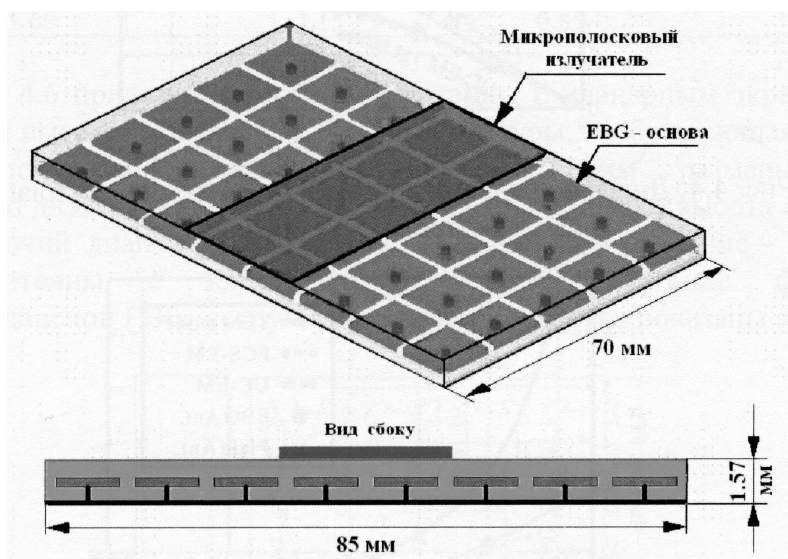


Рис. 3.3. Пример гребенчатой микрополосковой антенны с основанием в виде EBG-структуры

Гребенчатые микрополосковые антенны такого типа имели меньшие габариты и размеры на одной и той же частоте по сравнению

с аналогичными антеннами без фотонного кристалла в качестве основания.

Список литературы к главе 3

1. Алферов Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // Физика и техника полупроводников. 1998. Т. 32, № 1. С. 3–18.
2. Esaki L., Tsu R. Superlattice and negative conductivity in semiconductors // IBM J. Res. Develop. 1970. Vol. 14. P. 61–65.
3. Келдыш Л. В. О влиянии ультразвука на электронный спектр кристалла // ФТТ. 1962. Т. 4. С. 2265–2267.
4. Chang L. L., Esaki L., Howard W. E., Ludeke R. The growth of a GaAs–GaAlAs superlattice // J. Vacuum Sci. Technol. 1973. Vol. 10. P. 11–16.
5. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. М.: Мир, 1989. 240 с.
6. Алферов Ж. И., Жиляев Ю. В., Шмарцев Ю. В. Расщепление зоны проводимости в «сверхрешетке» на основе $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ // ФТП. 1971. Т. 5. С. 196–198.
7. Kogelnik H., Shank C. V. Stimulated Emission in a Periodic Structure // Appl. Phys. Lett. 1971. Vol. 18. P. 152–154.
8. Зайцев Д. Ф. Нанопотоника и ее применение. М.: Акцион, 2012. 445 с.

Глава 4

ОДНОМЕРНЫЕ СВЧ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ НА ОСНОВЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Результаты теоретического анализа характеристик одномерных СВЧ фотонных кристаллов, выполненных на основе прямоугольного волновода, и их экспериментального исследования приведены, например, в работе [1]. Одномерность кристалла означает, что заполняющая волновод диэлектрическая структура обладает периодичностью по диэлектрической проницаемости в одном направлении (вдоль направления распространения волны, по оси Z). Авторы [1] исследовали структуры в виде чередующихся слоев с высокой диэлектрической проницаемостью h и низкой l (hl -пары) и слоев типа h_1lh_2 (h_1 и h_2 – диэлектрики с различной диэлектрической проницаемостью). При теоретическом описании использовался метод матриц рассеяния. Схематическое изображение h - l СВЧ фотонного кристалла приведено на рис. 4.1. Расположение диэлектрических слоев в волноводе можно характеризовать следующими соотношениями:

$$\varepsilon(x, y, z + d) = \varepsilon(x, y, z), \quad 0 \leq x \leq a, \quad 0 \leq y \leq b, \quad z < \infty, \quad (4.1)$$

$$\varepsilon(x, y, z + d) = \begin{cases} \varepsilon_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} & \text{для } -w \leq z \leq 0 \\ \varepsilon_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r2} & \text{для } 0 \leq z \leq v \end{cases}. \quad (4.2)$$

Здесь ε_{r1} и ε_{r2} – относительные диэлектрические проницаемости двух материалов, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $d = v + w$.

При использовании условий непрерывности на поверхностях $z = 0$, $z = v$ и $z = -w$ для тангенциальных компонент поля получается уравнение для нахождения волнового числа γ :

$$\gamma = \frac{1}{v + w} \arccos(LTE_{10}^{\varepsilon}), \quad (4.3)$$

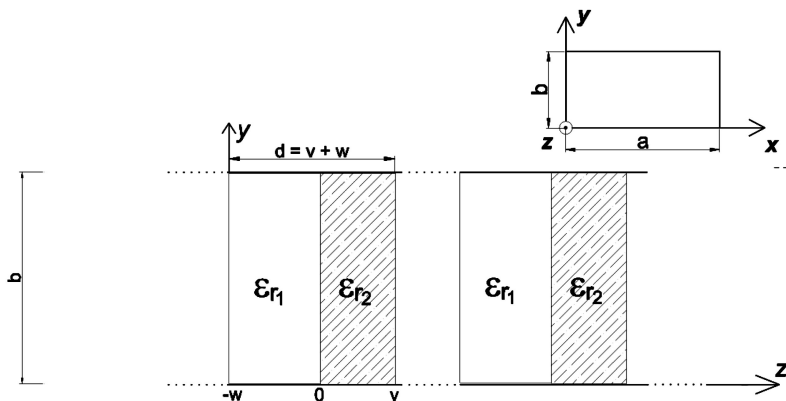


Рис. 4.1. Схематическое изображение периодического изменения диэлектрической проницаемости слоев в соответствии с моделью Кронига–Пенни для идеальной структуры с электромагнитной запрещенной зоной в прямоугольном волноводе

где $L_{TE_{10}^z} = \cos(\beta_1 w) \cos(\beta_2 v) - \frac{\beta_1^2 + \beta_2^2}{2\beta_1 \beta_2} \sin(\beta_1 w) \sin(\beta_2 v)$,
 $\beta_{1,2}^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_{1,2} + k^2$, $k^2 = (\pi/a)^2$.

Коэффициенты отражения и прохождения авторы [1] предложили получать, используя обобщенную матрицу рассеяния, которая образуется в результате применения условий непрерывности на границах сред. В [1] приведены результаты измерений коэффициента прохождения (S_{21}) для СВЧ фотонных кристаллов, состоящих из 10 и 20 отдельных двухслойных элементов (рис. 4.2). На этом же рисунке приведены соответствующие расчетные зависимости. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом. На рис. 4.2, в, г приведены результаты рассчитанной и экспериментальной зависимостей для значения $d = 9$ мм, при котором наряду с полосой заперения наблюдаются полосы пропускания. Различие между экспериментом и теорией авторы [1] относят к несовершенству стенок волновода.

На рис. 4.3 представлены теоретические и экспериментальные результаты для структур с параметрами, приведенными на рис. 4.2, в, г, при изменении ширины диэлектрического слоя, расположенного в центре структуры от 7 до 28 мм. Авторы [1] отмечают, что не наблюдается заметного различия в результатах, если дефект вводится в n -й элемент при $6 \leq n \leq 13$. На рис. 4.4 приведены результаты расчета и измерений для структур с двухслойными и трехслойными элементами. Отмечается, что третий элемент добавляет новую степень свобо-

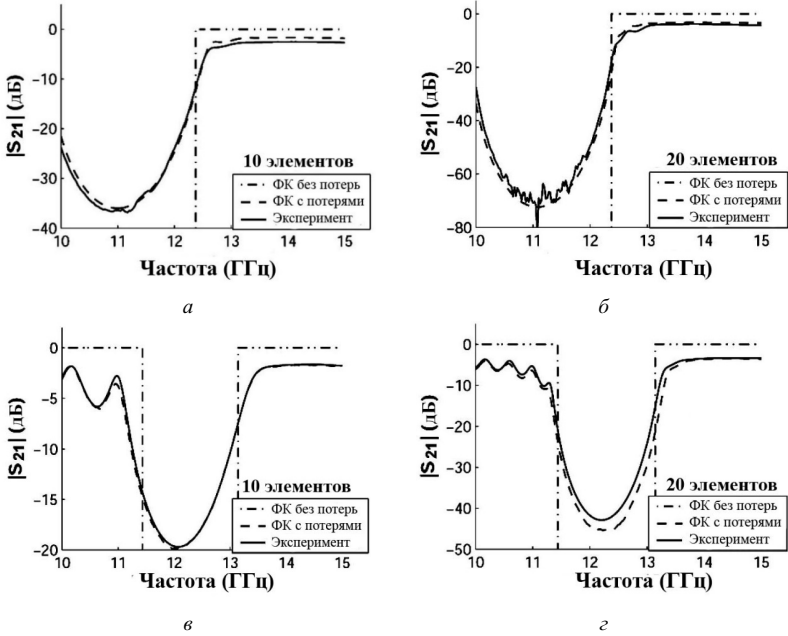


Рис. 4.2. Сравнение расчетных и измеренных частотных зависимостей коэффициента прохождения (S_{21}) для двух одномерных структур с электромагнитной запрещенной зоной, состоящих из 10 и 20 отдельных двухслойных элементов, с параметрами $v = 7$ мм, $\epsilon_{r1} = 1$ и $\epsilon_{r2} = 2.625 (1 - j9 \times 10^{-3})$: а, б - $d = 11$ мм; на в, г - $d = 9$ мм

ды при конструировании СВЧ фотонных кристаллов с требуемыми свойствами.

Для расчета коэффициентов отражения R и прохождения D электромагнитной волны при ее нормальном падении на слоистую структуру, состоящую из N слоев, может быть использована матрица передачи волны между областями с различными значениями постоянных распространения волны, подобно тому, как это сделано в [2–4]:

$$T(z_{j,j+1}) = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{(\gamma_{j+1} - \gamma_j)z_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{(\gamma_{j+1} + \gamma_j)z_{j,j+1}} \\ \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-(\gamma_{j+1} + \gamma_j)z_{j,j+1}} & \frac{\gamma_{j+1} + \gamma_j}{2\gamma_{j+1}} e^{-(\gamma_{j+1} - \gamma_j)z_{j,j+1}} \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

которая связывает коэффициенты A_j , B_j и A_{j+1} , B_{j+1} , определяющие амплитуды падающих и отраженных волн по обе стороны от границы $z_{j,j+1}$, соотношением:

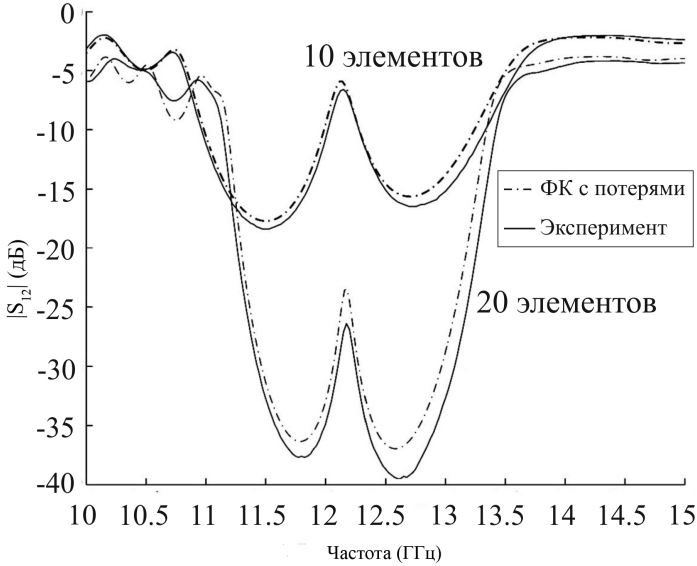


Рис. 4.3. Влияние нарушения в структуре с электромагнитной запрещенной зоной, представленной на рис. 4.2, б. Размеры нарушенного двухслойного элемента ячейки $v = 28$ мм и $w = 2$ мм. Для структуры с электромагнитной запрещенной зоной, состоящей из 10 отдельных двухслойных элементов, нарушение расположено в пятой позиции, для структуры, состоящей из 20 двухслойных элементов – в девятой

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} = T(z_{j,j+1}) \cdot \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

Коэффициенты A_{N+1} и B_0 , определяющие амплитуды волны, прошедшей через многослойную структуру (рис. 4.5), и волны, отраженной от нее, связаны с коэффициентом A_0 , определяющим амплитуду падающей волны следующим соотношением:

$$\begin{pmatrix} A_{N+1} \\ 0 \end{pmatrix} = T_N \cdot \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

где

$$\begin{aligned} T_N &= \begin{pmatrix} T_N[1,1] & T_N[1,2] \\ T_N[2,1] & T_N[2,2] \end{pmatrix} = \prod_{j=N}^0 T_{j,(j+1)} = \\ &= T(z_{N,N+1}) \cdot T(z_{N-1,N}) \dots T(z_{1,2}) \cdot T(z_{0,1}) \end{aligned} \quad (4.7)$$

– матрица передачи слоистой структуры, состоящей из N слоев.

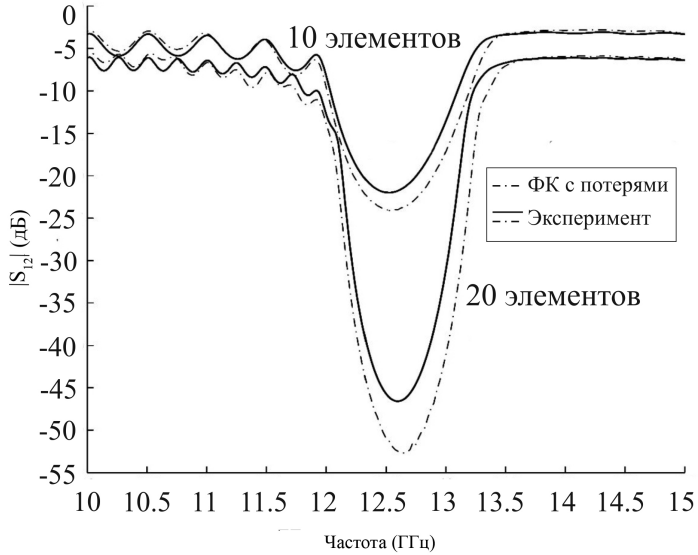


Рис. 4.4. Расчетные и измеренные частотные зависимости коэффициента прохождения (S_{21}) для двух одномерных структур с электромагнитной запрещенной зоной (волновод типа R120), состоящих из 10 и 20 отдельных трехслойных элементов, с параметрами $w = 7$ мм, $v = 2$ мм, $u = 7$ мм, $\epsilon_{r2} = 2.625 (1 - j9 \times 10^{-3})$, $\epsilon_{r1} = 1$ и $\epsilon_{r3} = 3.025 (1 - j7.9 \times 10^{-3})$. Входной и выходной волноводы – пустые

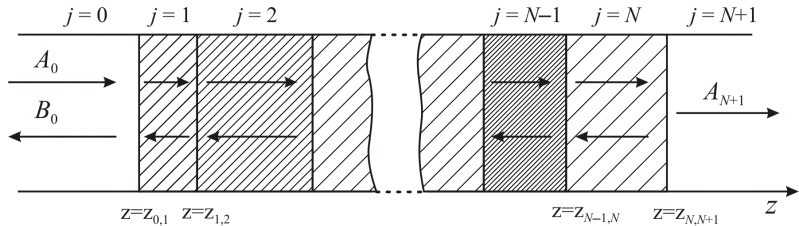


Рис. 4.5. Структура, состоящая из N слоев

Коэффициенты отражения $R = \frac{B_0}{A_0}$ и прохождения $D = \frac{A_{N+1}}{A_0}$ электромагнитной волны, взаимодействующей со слоистой структурой, определяются следующими соотношениями:

$$R = -\frac{T_N [2, 1]}{T_N [2, 2]}, \quad (4.8)$$

$$D = \frac{T_N [1, 1] \cdot T_N [2, 2] - T_N [1, 2] \cdot T_N [2, 1]}{T_N [2, 2]}. \quad (4.9)$$

При расчете R и D использовались матрицы передачи волны между областями с значениями постоянной распространения электромагнитной волны γ_j и γ_{j+1} .

Результаты теоретического и экспериментального исследования резонансных особенностей, возникающих в разрешенных и запрещенных зонах сверхвысокочастотного фотонного кристалла при нарушении периодичности, приведены в [5].

Появление резонансной особенности в фотонной запрещенной зоне, называемой примесной или дефектной модой колебаний, при наличии в структуре фотонного кристалла дефекта, нарушающего его периодичность, например, в виде изменения электрофизических параметров одного или нескольких элементов, рассматривалось в [6, 7]. Изменение параметров создаваемых в СВЧ фотонном кристалле нарушений, в том числе с использованием температурных [8], электрических [9], магнитных полей [10], позволяет управлять частотными положениями примесной моды колебаний в запрещенной зоне фотонного кристалла. В качестве волноводного фотонного кристалла использовался отрезок волновода со структурой, представляющей собой отрезок волновода с периодически чередующимися слоями двух типов диэлектриков с различными значениями толщины и диэлектрической проницаемости. Размеры и материалы слоев выбирались таким образом, чтобы в диапазоне частот 8–12 ГГц наблюдались две разрешенные и одна запрещенная зоны для распространения электромагнитных волн. Параметры первого и последнего слоев фотонного кристалла были одинаковыми. Результаты расчета квадрата модуля коэффициента прохождения D электромагнитной волны с помощью приведенных выше соотношений для 11-слойной структуры фотонного кристалла без нарушений при распространении волны типа H_{10} представлены на рис. 4.6 (кривая 1).

Из результатов расчета следует, что с увеличением числа слоев наблюдается уменьшение ширины первой запрещенной зоны, полностью попадающей в трехсантиметровый диапазон, и увеличение ширины как левой, так и правой разрешенных зон их этого диапазона частот. При числе слоев больше 27 эти изменения составляют менее 10 МГц. Такое поведение характеристик прохождения электромагнитной волны через фотонный кристалл обусловлено следующим обстоятельством. Разрешенная зона имеет «изрезанную» частотную характеристику и состоит из набора резонансов, число которых определяется

числом входящих в его состав идентичных элементов, поэтому с увеличением числа слоёв фотонного кристалла увеличивается число резонансов, определяющих ширину разрешённой зоны кристалла и, следовательно, увеличивается её ширина. При этом ширина запрещённой зоны, определяемая как частотный промежуток между высокочастотным резонансом низкочастотной разрешённой зоны и низкочастотным резонансом более высокочастотной разрешённой зоны, уменьшается.

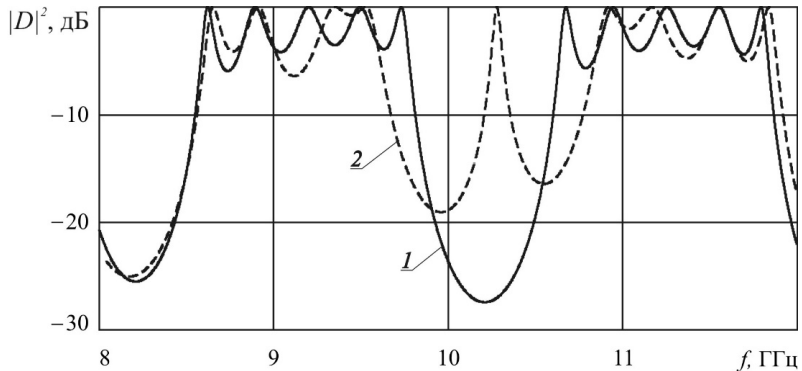


Рис. 4.6. Результаты расчёта квадрата модуля коэффициента прохождения электромагнитной волны через 11-слойную структуру без нарушения (кривая 1) и с нарушенным центральным слоем (кривая 2)

На рис. 4.6 (кривая 2) приведены также результаты расчетов частотных зависимостей квадрата модуля коэффициента прохождения D электромагнитной волны при наличии в фотонном кристалле нарушения в виде одного, например, центрального слоя меньшей толщины d_6 . В этом случае в запрещенной зоне появляется резонансная особенность с коэффициентом пропускания, близким к единице, т.е. примесная мода колебаний, местоположение которой можно регулировать, изменяя толщину слоя диэлектрика. Дефект в фотонном кристалле, как это показано в [5], приводит также к изменению числа и положения на частотной оси резонансов, образующих разрешенную зону. При создании в фотонном кристалле нарушения в виде центрального слоя меньшей толщины число резонансов в разрешённой зоне уменьшается на единицу по сравнению с фотонным кристаллом без нарушения, а высокочастотный резонансный пик разрешённой зоны, примыкающей с низкочастотной стороны к запрещённой зоне, в которой возникла примесная мода колебаний, смещается в низкочастотную область в положение, близкое к положению следующего резонансного пика

(т.е. исчезает высокочастотный резонансный пик разрешённой зоны, примыкающей с низкочастотной стороны к запрещённой зоне, в которой возникла примесная мода колебаний). При этом низкочастотный резонансный пик разрешённой зоны, примыкающей с высокочастотной стороны к запрещённой зоне, в которой возникла примесная мода колебаний, смещается в высокочастотную область в положение, близкое к положению следующего резонансного пика (т.е. в этом случае исчезает низкочастотный резонансный пик разрешённой зоны, примыкающей с высокочастотной стороны к запрещённой зоне, в которой возникла примесная мода колебаний).

Эту ситуацию можно трактовать как увеличение ширины запрещённой зоны, содержащей примесную моду колебаний (см. рис. 4.6, кривая 2). Поскольку разрешённая зона, как было отмечено ранее, состоит из набора резонансов, число которых определяется числом входящих в его состав идентичных элементов, то введение в фотонный кристалл нарушения, например в виде центрального слоя меньшей толщины, приводит к уменьшению числа идентичных элементов фотонного кристалла и, следовательно, уменьшению числа резонансов, составляющих разрешённую зону, и, таким образом, к существенному увеличению ширины запрещённой, особенно при малом числе периодов фотонного кристалла.

Поскольку число резонансных пиков в разрешённых зонах увеличивается с ростом числа слоёв фотонного кристалла, а размеры запрещённой и разрешённых зон, как отмечено выше, изменяются сравнительно мало, то в этом случае размер частотной области между резонансными пиками, определяющей ширину запрещённой зоны, содержащей примесную моду колебаний, стремится в предельном случае (когда количество слоёв стремится к бесконечности) к ширине запрещённой зоны фотонного кристалла без нарушений (рис. 4.7). Следует отметить, что частотное положение резонанса примесной моды внутри запрещённой зоны, зависящее от параметров неоднородности, в достаточно широком диапазоне их изменения влияет на величину запрещённой зоны незначительно.

В экспериментах использовались одномерные волноводные фотонные кристаллы, состоящие из семи и одиннадцати слоёв, полностью заполняющих прямоугольный волновод трехсантиметрового диапазона длин волн по поперечному сечению. Нечетные слои были выполнены из поликора (Al_2O_3 , $\epsilon = 9.6$), четные выполнены из тефлона ($\epsilon = 2.1$). Длина нечетных отрезков – 1 мм, четных – 44 мм. Нарушение создавалось посредством изменения длины центрального

слоя, что приводило к появлению примесной моды колебаний в запрещенной зоне фотонного кристалла. Длина центрального нарушенного (тефлонового) слоя выбиралась равной 14 мм.

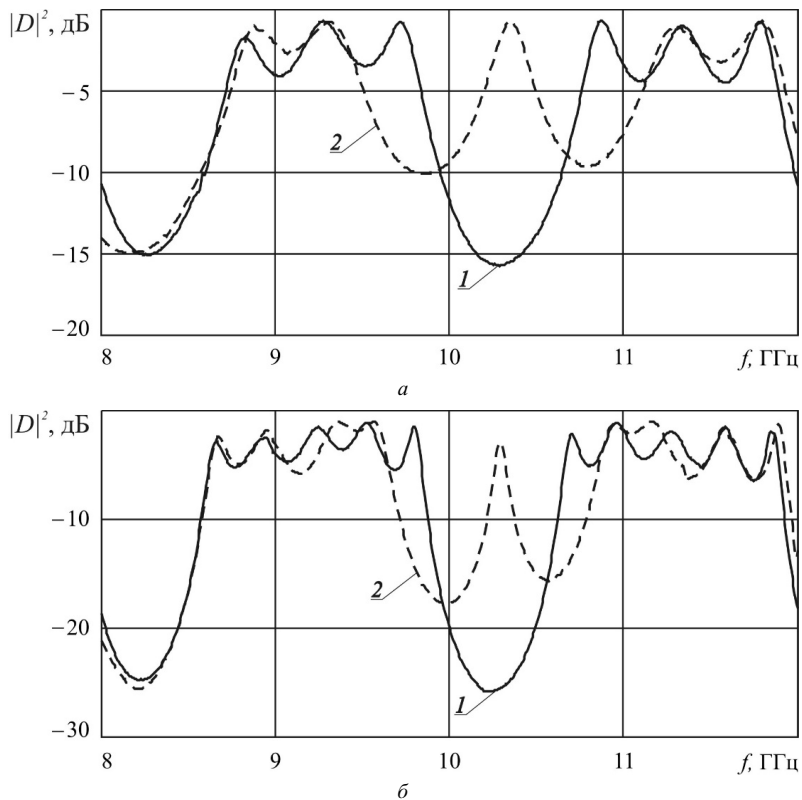


Рис. 4.7. Экспериментальные частотные зависимости квадрата модуля коэффициентов прохождения СВЧ-излучения, взаимодействующего с 7-слойным (а) и 11-слойным (б) фотонным кристаллом без нарушений (кривая 1) и с нарушением длины центрального слоя (кривая 2). Длина нарушенного слоя 14 мм

Частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения СВЧ-излучения, взаимодействующего с фотонным кристаллом, измерялись с помощью векторного анализатора цепей Agilent PNA-L Network Analyzer N5230A (см. рис. 4.7, а, б).

Как следует из представленных на рис. 4.7, а, б результатов эксперимента, в диапазоне частот от 8–12 ГГц наблюдались две разрешённые и одна запрещённая зоны для распространения электромаг-

нитных волн в фотонном кристалле (кривые 1), а при изменении длины центрального слоя фотонного кристалла в запрещённой зоне возникала примесная мода колебаний (кривые 2). Экспериментально были определены значения ширины запрещённой и разрешённых зон для 7- и 11-слойного фотонного кристалла при отсутствии и наличии нарушения в центральном слое. Сравнение результатов расчёта и эксперимента свидетельствует об их хорошем количественном совпадении. Из экспериментальных результатов, представленных на рис. 4.7, следует, что, как это и было показано теоретически, существование примесной моды колебаний в запрещённой зоне фотонного кристалла приводит к увеличению её ширины. При этом увеличение числа слоёв фотонного кристалла приводит к уменьшению ширины запрещённой зоны, при наличии примесной моды колебаний.

Установленные закономерности могут представлять интерес при разработке на основе фотонных кристаллов элементов СВЧ-схем и высокочувствительных методов измерений электрофизических параметров нанометровых металлических, диэлектрических и полупроводниковых материалов и структур, композитов, используемых в микро-, nano- и СВЧ-электронике.

В [11] приведены результаты исследования характеристик волноводного СВЧ фотонного кристалла, выполненного в виде диэлектрических матриц с воздушными включениями. В качестве материалов диэлектрических слоев использовались керамика (Al_2O_3) с большим числом воздушных включений и пенопласт.

Исследовался волноводный фотонный кристалл, состоящий из одиннадцати слоев в диапазоне частот 8–12 ГГц (рис. 4.8, *a*). Нечетные слои были выполнены из керамики (Al_2O_3 , $\epsilon = 9.6$), четные – из пенопласта ($\epsilon = 1.05$). Толщина нечетных отрезков $d_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1.0$ мм, четных $d_{\text{foam}} = 13.0$ мм. Слои полностью заполняли поперечное сечение волновода. В керамических слоях создано большое число воздушных включений в виде квадратных сквозных отверстий, образующих в плоскости слоя периодическую структуру (см. рис. 4.8, *b*).

На основе численного моделирования с использованием метода конечных элементов в САПР ANSYS HFSS исследовалось влияние объемной доли воздушных включений на амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) коэффициента пропускания фотонного кристалла. Величина объемной доли воздушных включений регулировалась путём изменения размера отверстий a_{hole} в керамических пластинах при фиксированном их количестве, равном 36 в каждой из пластин.

Моделирование проводилось для трёх размеров отверстий a_{hole} , равных 0.75; 1.2; 1.65 мм, что соответствует объемной доле воздушных включений, равной 8.5, 23 и 43% соответственно.

Нарушение периодичности фотонной структуры создавалось изменением толщины $d_{6\text{foam}}$ центрального (шестого) слоя пенопласта. Толщина шестого изменённого (нарушенного) слоя пенопласта составляла 2.25; 2.75; 3.49 и 6.0 мм.

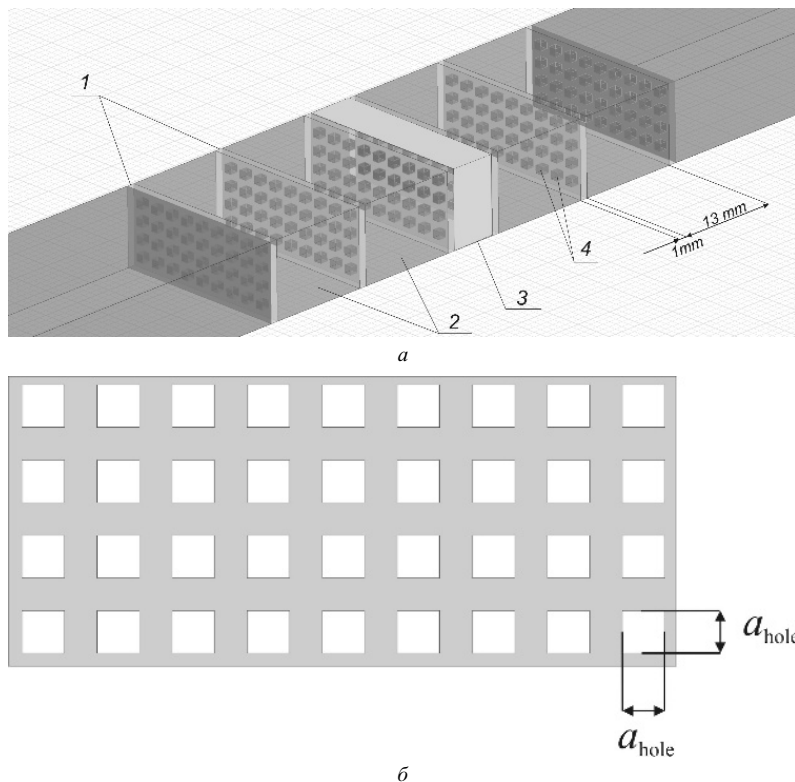


Рис. 4.8. Модель фотонного кристалла: 1 – слои керамики с квадратными сквозными отверстиями, 2 – слои пенопласта, 3 – нарушение в виде слоя пенопласта изменённой толщины (а); слой керамики (б) с квадратными сквозными отверстиями

Параметры фотонного кристалла были подобраны таким образом, чтобы при изменении доли воздушных объемных включений в керамических слоях в диапазоне от 0 до 43% образующиеся фотонные запрещенные зоны перекрывали значительную часть используемого

частотного диапазона 8–12 ГГц, а пик пропускания, возникающий вследствие создаваемого нарушения фотонной структуры, оставался в пределах запрещённой зоны.

Как следует из результатов численного расчёта методом конечных элементов амплитудно-частотных характеристик коэффициента пропускания D фотонного кристалла, представленных на рис. 4.9, при отсутствии нарушения периодичности фотонной структуры увеличение объёмной доли воздушных включений в слоях керамики приводит к смещению запрещенной зоны фотонного кристалла в сторону более коротких длин волн и к уменьшению ее глубины. Результаты расчёта амплитудно-частотных характеристик D фотонного кристалла методом конечных элементов при наличии нарушения периодичности фотонной структуры в виде центрального слоя пенопласта представлены на рис. 4.10

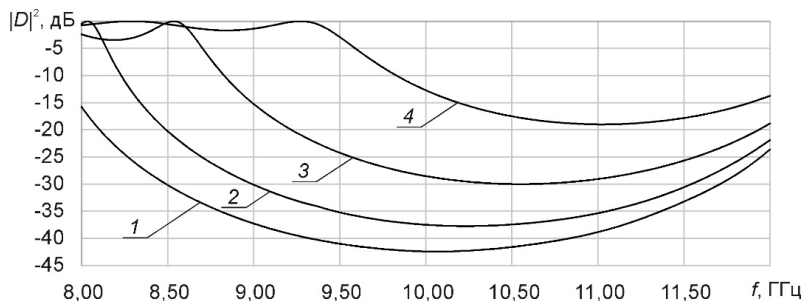


Рис. 4.9. Расчётные АЧХ коэффициента пропускания фотонного кристалла без нарушения при различных объёмных долях воздушных включений. Объёмная доля включений, %: 1 – 0; 2 – 8,5; 3 – 23,0; 4 – 43,0

Наличие нарушения периодичности фотонной структуры в виде изменения толщины $d_{6\text{foam}}$ центрального (шестого) слоя пенопласта приводило к появлению в запрещённой зоне фотонного кристалла пика пропускания, положение которого определяется размером этого нарушения. Изменение толщины $d_{6\text{foam}}$ нарушенного слоя пенопласта в диапазоне от 2,25 до 6,0 мм при отсутствии воздушных включений приводило к изменению положения пика пропускания от 10,88 до 8,89 ГГц, в то время как при объёмной доле включений, равной 43%, положение пика пропускания изменялось от 10,62 до 12,0 ГГц

Измерение АЧХ коэффициента пропускания исследуемого фотонного кристалла в трехсантиметровом диапазоне длин волн проводилось с помощью векторного анализатора цепей Agilent PNA-L Network

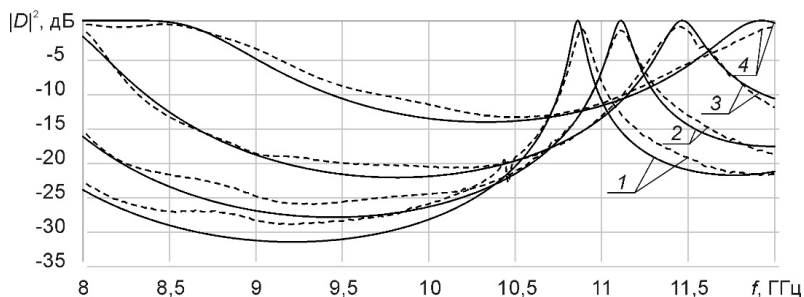


Рис. 4.10. Расчётные (непрерывные кривые) и экспериментальные (дискретные кривые) АЧХ коэффициента пропускания фотонного кристалла при различных объёмных долях воздушных включений с нарушенным шестым слоем пенопласта толщиной 2.25 мм. Объёмная доля включений, %: 1 – 0; 2 – 8.5; 3 – 23.0; 4 – 43.0

Analyzer N5230A. Результаты экспериментальных исследований АЧХ коэффициента пропускания фотонного кристалла без нарушения и при наличии нарушенного слоя пенопласта представлены на рис. 4.10 (дискретные кривые). Сравнение результатов расчёта и эксперимента свидетельствует об их хорошем совпадении.

Слои исследуемых фотонных кристаллов, содержащие большое число воздушных включений, можно рассматривать как композитные материалы, представляющие собой диэлектрические матрицы на основе керамики с наполнителем в виде воздушных включений. Известно, что диэлектрические свойства композитных материалов могут быть охарактеризованы величиной эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{ef} , определяемой величинами диэлектрических проницаемостей матрицы ϵ_1 и наполнителя ϵ_2 и их объёмными долями. Результаты исследования возможности описания АЧХ коэффициента прохождения исследуемого фотонного кристалла с использованием модели «эффективной» среды [12–14] были приведены в [11]. Фотонный кристалл при этом представлялся в виде чередующихся однородных слоёв с эффективной диэлектрической проницаемостью ϵ_{ef} и пенопласта, а его АЧХ рассчитывалась с использованием матрицы передачи волны между областями с различными значениями постоянной распространения электромагнитной волны, определяемой эффективной диэлектрической проницаемостью слоёв керамики с воздушными включениями и диэлектрической проницаемостью пенопласта. Для определения величины эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{ef} необходимо решить обратную задачу [3, 15]. По частотным зависимостям коэффициента пропускания фотонного кристалла, состоящего из периодически чередующихся слоев керамики с воздушными включениями

и пенопласта, обратная задача была решена с использованием метода наименьших квадратов. При реализации этого метода находится такое значение параметра ϵ_{ef} , при котором сумма $S(\epsilon_{\text{ef}})$ квадратов разностей коэффициентов пропускания D_{phc} фотонного кристалла, состоящего из периодически чередующихся слоев керамики с воздушными включениями и пенопласта, и коэффициентов пропускания $D(\epsilon_{\text{ef}}, f_n)$ фотонного кристалла, состоящего из периодически чередующихся однородных слоёв с эффективной диэлектрической проницаемостью ϵ_{ef} и пенопласта становится минимальной

$$S(\epsilon_{\text{ef}}) = \sum_n \left(|D_{\text{phc}}|^2 - |D(\epsilon_{\text{ef}}, f_n)|^2 \right)^2. \quad (4.10)$$

Искомое значение эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{ef} периодически чередующихся однородных слоёв определяется численным методом с помощью ЭВМ в результате решения уравнения

$$\frac{\partial S(\epsilon_{\text{ef}})}{\partial \epsilon_{\text{ef}}} = \frac{\partial \left(\sum_n \left(|D_{\text{phc}}|^2 - |D(\epsilon_{\text{ef}}, f_n)|^2 \right)^2 \right)}{\partial \epsilon_{\text{ef}}} = 0. \quad (4.11)$$

На рис. 4.11 представлены частотные зависимости квадрата модуля коэффициентов пропускания фотонного кристалла $|D(f)|^2$ с различной долей воздушных включений x_1 в слоях керамики с нарушенным шестым слоем пенопласта толщиной $d_{6\text{foam}} = 6.0$ мм (кружки), рассчитанные с использованием метода конечных элементов в САПР HFSS ANSYS, и частотные зависимости коэффициентов пропускания фотонного кристалла (кривые), рассчитанные при значениях эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{ef} , найденных из решения уравнения (4.11).

На рис. 4.12 представлена зависимость величины ϵ_{ef} , найденной из решения уравнения (4.11), от объемной доли x_1 воздушных включений (кривая 1), а также результаты расчёта эффективной диэлектрической проницаемости композита ϵ_{ef} , состоящего из керамической матрицы (с диэлектрической проницаемостью ϵ_2) и воздушных включений (с диэлектрической проницаемостью ϵ_1) с объемной долей x_1 последних, выполненных с использованием ряда известных моделей «эффективной» среды, описываемых соотношениями Максвелла–Гарнетта [12]:

$$\frac{\epsilon_{\text{ef}} - \epsilon_2}{\epsilon_{\text{ef}} + 2\epsilon_2} = x_1 \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2}, \quad (4.12)$$

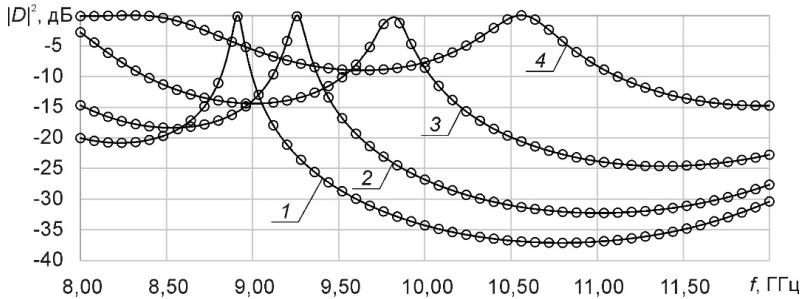


Рис. 4.11. АЧХ коэффициентов пропускания фотонного кристалла, рассчитанные при значениях эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{ef} , найденных из решения уравнения (4.11), слоёв керамики с различной долей воздушных включений x_1 с нарушенным шестым слоем толщиной 6.0 мм. ϵ_{ef} , отн.ед.: 1 – 9.6 ($x_1 = 0\%$), 2 – 8.44 ($x_1 = 8.5\%$), 3 – 6.78 ($x_1 = 23.0\%$), 4 – 4.82 ($x_1 = 43.0\%$)

Бруггемана [13]:

$$x_1 \frac{\epsilon_1 - \epsilon_{ef}}{2\epsilon_{ef} + \epsilon_1} + x_2 \frac{\epsilon_2 - \epsilon_{ef}}{2\epsilon_{ef} + \epsilon_2} = 0, \quad (4.13)$$

Лихтенекера [14]:

$$\log \epsilon_{ef} = (1 - x_1) \log \epsilon_2 + x_1 \log \epsilon_1. \quad (4.14)$$

Как следует из представленных на рис. 4.11 результатов, при использовании для расчёта амплитудно-частотных характеристик коэффициента прохождения исследуемого фотонного кристалла модели «эффективной» среды, в которой фотонный кристалл представлялся в виде чередующихся однородных слоёв с эффективной диэлектрической проницаемостью ϵ_{ef} , зависимость ϵ_{ef} от объёмной доли воздушных включений, определённая с использованием описанной выше методики, в диапазоне 0–43% совпадает с зависимостью, описываемой соотношением Максвелла–Гарнетта, с погрешностью 7.47% (см. рис. 4.12, кривая 2), при использовании соотношения Бруггемана (см. рис. 4.12, кривая 3) погрешность составляет 4.50% и достигает 24.02% при использовании соотношения Лихтенекера (см. рис. 4.12, кривая 4). Анализ полученных результатов свидетельствует о возможности описания фотонного кристалла, состоящего из периодически чередующихся слоев керамики с большим числом воздушных включений в виде квадратных сквозных отверстий, образующих в плоскости слоя периодическую структуру, с использованием модели «эффективной» среды и об отсутствии закономерностей, связанных с периодичностью

свойств фотонного кристалла в направлениях, ортогональных направлению распространения электромагнитной волны.

Следовательно, при описании таких трёхмерных фотонных кристаллов оказывается адекватным использование модели одномерного фотонного кристалла. В этом случае можно использовать соотношения, описывающие взаимодействие электромагнитной волны с фотонным кристаллом, в виде матрицы передачи для одномерного волноводного фотонного кристалла, поскольку зонный характер частотной зависимости коэффициента прохождения фотонного кристалла, связанный с периодичностью структуры фотонного кристалла в поперечной плоскости для волновода стандартного сечения, в рассматриваемом диапазоне диэлектрических проницаемостей материалов не проявляется.

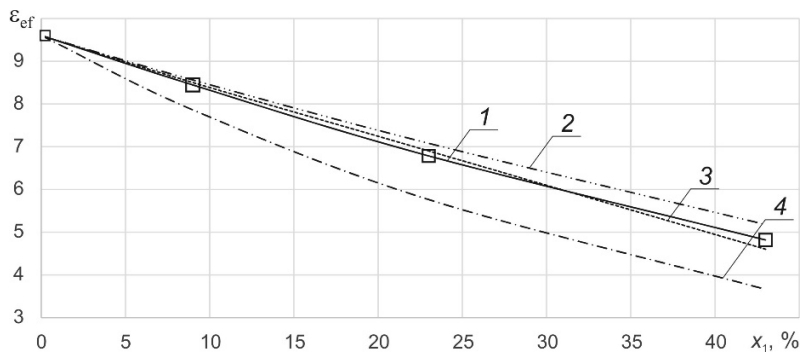


Рис. 4.12. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости слоев от объёмной доли воздушных включений. Модели «эффективной» среды: 1 – из решения обратной задачи, 2 – Максвелла–Гарнетта, 3 – Бругемана, 4 – Лихтенекера

Установленные закономерности могут быть использованы при создании диэлектрических слоев с заданными значениями диэлектрической проницаемости, необходимыми при конструировании согласованных широкополосных СВЧ-нагрузок на основе фотонных кристаллов [15, 16].

В оптическом диапазоне при толщине отдельного элемента, примерно равной половине длины волны, при большом числе элементов, образующих фотонный кристалл, общий размер устройства на нем остается достаточно малым [17]. Отличительной особенностью фотонных кристаллов СВЧ-диапазона является возможность реализовать различные функции, необходимые для работы СВЧ-схем [18–21] при

сравнительно малом числе составляющих фотонный кристалл элементов. Малое число элементов, образующих СВЧ фотонные кристаллы, связано с необходимостью компактности создаваемых на их основе устройств. В то же время частотные характеристики устройств при этом могут быть неоптимальными.

Представляет научный и практический интерес создание многоэлементных СВЧ фотонных кристаллов, характеризующихся малыми размерами. Для решения такого рода задачи можно в качестве фотонного кристалла использовать структуры, возбуждающие волны высших типов, длины волн которых существенно меньше длины волны в волноводе основного типа, как это предложено авторами [22]. Поэтому размеры устройств на высших типах волн становятся значительно меньше аналогичных устройств на основном типе волны. В связи с этим их можно называть низкоразмерными. В [22] приведены результаты исследований волноводных фотонных кристаллов, представляющих собой структуры из последовательно чередующихся диэлектрических слоёв – чётные элементы фотонного кристалла, и тонких металлических пластин, частично перекрывающих сечение волновода, – нечётные элементы фотонного кристалла.

Между пластинами и широкими стенками волновода имелись зазоры. Каждая из пластин создавала одинаковый по ширине зазор по всей длине пластины. При этом зазоры между нечётными металлическими пластинами и волноводом создавались у одной из широких стенок волновода, а зазоры между чётными металлическими пластинами и волноводом – у противоположной широкой стенки волновода.

В данном случае зазор является источником волн высших типов, образующих в его окрестности так называемое ближнее поле. Структура исследуемого низкоразмерного волноводного СВЧ фотонного кристалла изображена на рис. 4.13.

В качестве материала диэлектрика использовались пенополистирол ($\epsilon = 1.02$) и фторопласт ($\epsilon = 2.1$). Слои диэлектрика полностью заполняли поперечное сечение (23×10 мм) волновода. Металлические пластины толщиной 50 мкм были выполнены из алюминия. Ширина зазора S не превышала одной десятой части размера узкой стенки волновода.

На основе численного моделирования с использованием метода конечных элементов в САПР ANSYS HFSS исследовалось влияние толщины диэлектрических слоев, ширины зазоров и количества слоев структуры фотонного кристалла на АЧХ коэффициентов пропускания и отражения фотонного кристалла.

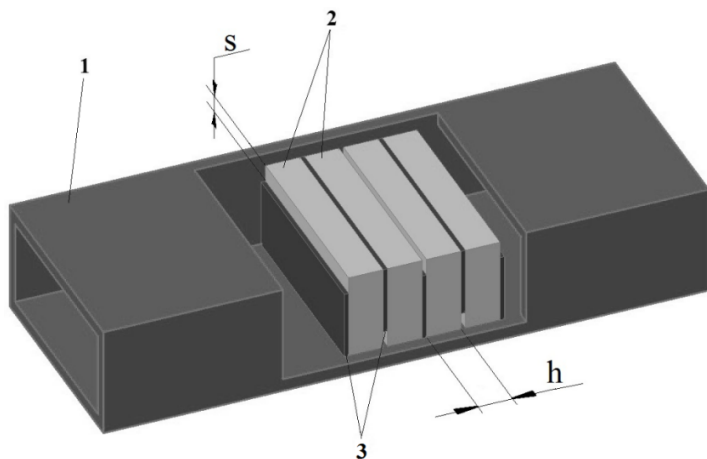


Рис. 4.13. Модель фотонного кристалла: 1 – отрезок прямоугольного волновода, 2 – слои диэлектрика, 3 – тонкие металлические пластины, S – ширина зазора, h – толщина слоя диэлектрика

Параметры фотонного кристалла были выбраны таким образом, чтобы установить возможность проявления «зонного» характера частотных зависимостей коэффициентов пропускания и отражения ФК, связанного с периодичностью его структуры.

Результаты расчета методом конечных элементов АЧХ коэффициентов пропускания S_{12} и отражения S_{11} девятислойного фотонного кристалла, состоящего из 5 последовательно чередующихся металлических пластин с зазорами и 4 диэлектрических слоев при различных значениях толщины диэлектрических слоев h , представлены на рис. 4.14.

Из полученных результатов следует, что амплитудно-частотная характеристика коэффициента пропускания S_{12} исследуемой структуры имеет зонный характер. АЧХ такого фотонного кристалла состоит из характерных чередующихся разрешенных и запрещенных зон. Разрешенные зоны образуются совокупностью резонансных пиков пропускания со значениями коэффициента пропускания S_{12} в области резонанса до -0.4 дБ. АЧХ коэффициента отражения S_{11} данной структуры образуется совокупностью резонансных пиков отражения со значениями в резонансах до -35 дБ. Частотное положение резонансных пиков коэффициента S_{11} соответствует положению пиков коэффициента S_{12} .

Уменьшение толщины диэлектрических слоев структуры h , так же как и увеличение ширины зазора S , приводило к смещению АЧХ

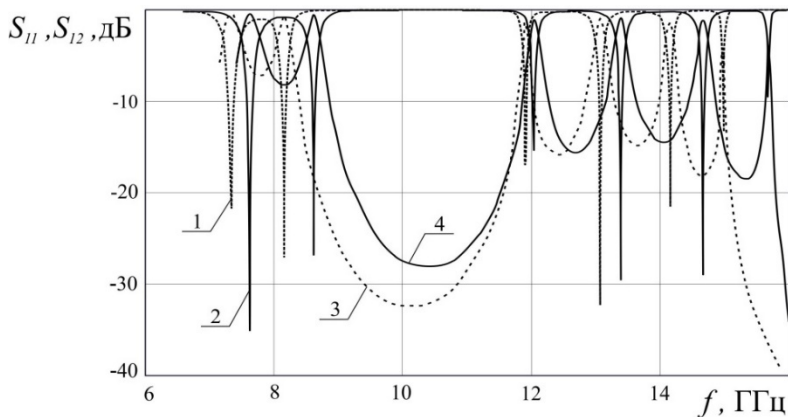


Рис. 4.14. Расчетные АЧХ коэффициентов отражения S_{11} (кривые 1 и 2) и пропускания S_{12} (кривые 3 и 4) девятислойного фотонного кристалла, содержащего металлические пластины с шириной зазора $S = 1$ мм при различных толщинах h диэлектрических слоев (фторопласт, $\epsilon = 2.1$), мм: 1, 3 – $h = 3.5$; 2, 4 – $h = 3$

фотонного кристалла в сторону более коротких длин волн и к увеличению ширины разрешенной зоны. При этом ширина и глубина запрещенной зоны уменьшались. При уменьшении толщины слоев диэлектрика h от 4 до 3 мм ширина разрешенной зоны увеличивалась на 39%, глубина запрещенной зоны уменьшалась на 26%, а ее ширина уменьшалась на 15%. В то же время увеличение ширины зазора S от 0.8 до 1 мм приводило к увеличению ширины разрешенной зоны на 11%, уменьшению глубины запрещенной зоны на 14% и уменьшению ее ширины на 7%.

Исследования влияния количества слоев фотонного кристалла на частотные зависимости коэффициентов прохождения S_{12} и отражения S_{11} показали, что при изменении количества слоев изменяется количество резонансов в разрешенной зоне на АЧХ коэффициентов прохождения S_{12} и отражения S_{11} фотонного кристалла. Установлено, что при количестве металлических пластин в структуре фотонного кристалла равно m , количество резонансов на АЧХ фотонного кристалла равно $m - 1$.

Экспериментально исследовался фотонный кристалл, созданный в соответствии с описанной выше моделью. Измерение частотных зависимостей коэффициентов прохождения S_{12} и отражения S_{11} исследуемого фотонного кристалла проводилось с помощью векторного анализатора цепей Agilent PNA-L Network Analyzer N5230A.

На рис. 4.15 и 4.16 представлены результаты экспериментальных исследований (сплошные кривые) АЧХ коэффициентов прохождения S_{12} и отражения S_{11} фотонных кристаллов, состоящих из последовательно чередующихся тонких металлических пластин с зазорами и диэлектрических слоёв из пенополистирола ($\epsilon = 1.02$) с разным количеством слоёв такого фотонного кристалла. На этих же рисунках представлены результаты расчёта АЧХ аналогичных фотонных кристаллов.

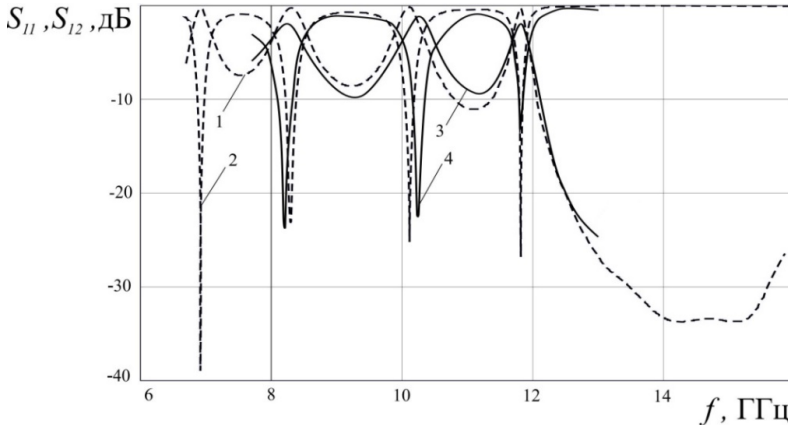


Рис. 4.15. Расчетные (штриховые кривые) и экспериментальные (сплошные кривые) АЧХ коэффициентов пропускания S_{12} (кривые 1 и 3) и отражения S_{11} (кривые 2 и 4) девятислойного фотонного кристалла (количество металлических пластин равно 5), содержащего диэлектрические слои из пенополистирола ($\epsilon = 1.02$) толщиной $h = 3$ мм, чередующиеся с металлическими пластинами с зазорами шириной $S = 1$ мм

Сравнение результатов расчёта и эксперимента свидетельствует об их хорошем качественном совпадении.

Таким образом, применение металлических пластин с зазорами в структуре фотонного кристалла позволило существенно уменьшить его продольный размер до 12.25 мм, что примерно в пять раз меньше продольного размера фотонного кристалла, созданного на элементах, выполненных из чередующихся слоёв диэлектриков с различной диэлектрической проницаемостью, и имеющего аналогичные спектральные характеристики.

Нарушение периодичности в низкоразмерном СВЧ фотонном кристалле, так же как и в обычном, должно приводить к появлению дефектной (примесной) моды. Теоретическое определение условий ее появления и их экспериментальная реализация были описаны

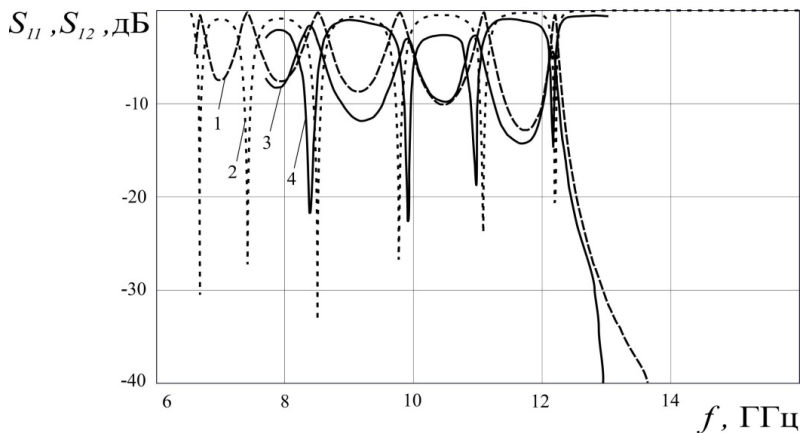


Рис. 4.16. Расчетные (штриховые кривые) и экспериментальные (сплошные кривые) АЧХ коэффициентов пропускания S_{12} (кривые 1 и 3) и отражения S_{11} (кривые 2 и 4) девятислойного (количество металлических пластин равно 5) фотонного кристалла, содержащего диэлектрические слои из пенополистирола ($\epsilon = 1.02$) толщиной $h = 3$ мм, чередующиеся с металлическими пластинами с зазорами шириной $S = 1$ мм

в [23]. Нарушением периодичности фотонного кристалла может служить отличный от других размер центрального диэлектрического слоя или измененный размер емкостного зазора диафрагмы, прилегающей к нарушенному слою. В [23] приведены результаты исследований описанных выше низкоразмерных фотонных кристаллов (вставка к рис. 4.17). Схема расположения слоев фотонного кристалла показана на вставке к рис. 4.14. Диафрагмы толщиной 50 мкм изготавливались из алюминия. Толщина каждого слоя диэлектрика в фотонном кристалле без «нарушений» составляла 3 мм. Таким образом, общий продольный размер кристалла без нарушения периодичности равен ~ 15 мм. Фотонный кристалл (ФК) размещался в прямоугольном волноводе сечением 23×10 мм. В ходе численного моделирования с использованием САПР ANSYS HFSS исследовалось влияние изменения параметров структуры рассматриваемых фотонных кристаллов на их АЧХ при нарушении периодичности. На рис. 4.17 представлены результаты расчета и измерения коэффициента прохождения S_{12} одиннадцатислойного фотонного кристалла без нарушения периодичности (кривые 3, 4) и с нарушением периодичности (кривые 1, 2) в виде центрального слоя диэлектрика (фторопласта, $\epsilon = 2.1$) меньшей толщины равной 1 мм, при фиксированной величине емкостного зазора равной 1 мм.

Измерения проводились с использованием векторного анализатора цепей Agilent PNA-L Network Analyzer N5230A. Сопоставление результатов расчетов и измерений свидетельствует об их качественном соответствии. Имеющееся отличие может быть связано с неучетом затухания в стенках волновода, что для высших типов волн существенно.

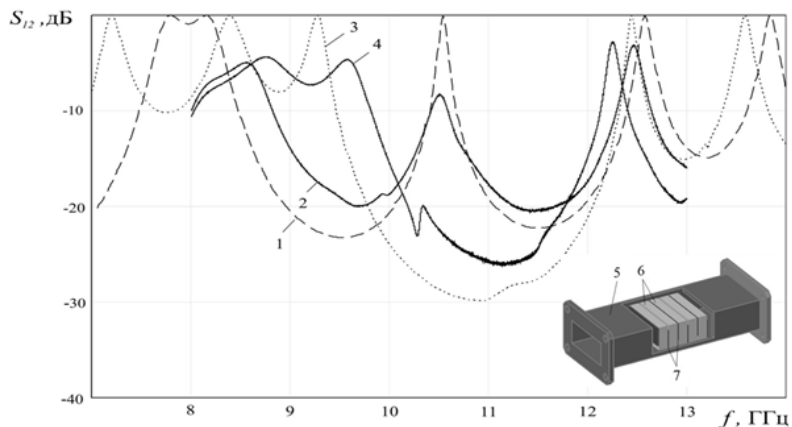


Рис. 4.17. Расчетные (штриховая и пунктирная кривые) и экспериментальные (сплошные кривые) АЧХ коэффициента пропускания S_{12} одинадцатислойного низкоразмерного ФК: кривые 1, 2 – с нарушенным шестым центральным слоем фторопласта толщиной 1 мм; кривые 3, 4 – без нарушения периодичности структуры. На вставке: модель фотонного кристалла: 5 – отрезок прямоугольного волновода, 6 – слои диэлектрика, 7 – емкостные диафрагмы

Как следует из приведенных на рис. 4.17 результатов, введение нарушения в виде измененного размера центрального диэлектрического слоя приводило к появлению дефектной моды и существенному изменению ширины и глубины запрещенной зоны.

Таким образом, показано, что в низкоразмерном волноводном СВЧ фотонном кристалле возможно возникновение дефектной моды. Высокая чувствительность к изменению параметров ФК может быть использована для создания малогабаритных СВЧ устройств с электрически управляемыми характеристиками и устройств для измерения параметров материалов.

Периодические структуры на основе резонаторов в качестве замедляющих систем для вакуумных СВЧ-приборов и СВЧ-фильтров были описаны еще в 60-е годы прошлого века [23, 24]. Они предназначались для использования в качестве замедляющих систем в этих

приборах, обеспечивающих оптимальное взаимодействие электронного потока с электромагнитной волной.

Исследуемая авторами [25] структура состоит из периодически расположенных металлических резонансных диафрагм на расстоянии l друг от друга, нанесенных на диэлектрическую подложку (рис. 4.18).

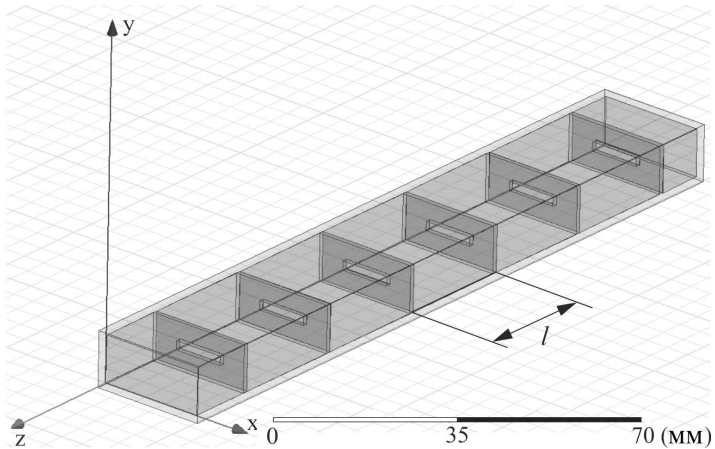


Рис. 4.18. Схема СВЧ фотонного кристалла, где l – расстояние между диафрагмами

На основе численного моделирования с использованием метода конечных элементов в программе ANSYS HFSS исследовалось влияние подложек с различной диэлектрической проницаемостью на коэффициенты отражения и прохождения СВЧ-волны для структуры.

Из полученных результатов следует, что АЧХ коэффициента пропускания исследуемой структуры имеет зонный характер. АЧХ такого фотонного кристалла состоит из характерных чередующихся разрешенных и запрещенных зон. Причем резонансы отдельных диафрагм могут находиться за пределами исследуемой частотной области, так как резонансные пики пропускания в фотонном кристалле образуются за счет формирования стоячих волн в промежутках между диафрагмами, а изменение параметров диафрагм (ширина и высота щели) позволяют сдвигать разрешенную и запрещенную зоны в нужный частотный диапазон.

Проанализированы АЧХ фотонного кристалла, составленного из металлических диафрагм, нанесенных на диэлектрическую под-

ложку со сквозной щелью (рис. 4.19, *a*), при различной ширине щели a и АЧХ фотонного кристалла из диафрагм на диэлектрических подложках со щелями, заполненными материалом с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 (см. рис. 4.19, *б*).

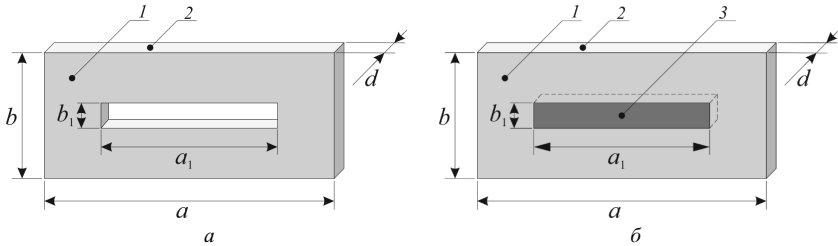


Рис. 4.19. Металлическая диафрагма 1 на подложке 2 из диэлектрика с ϵ_1 : a – со сквозной щелью; b – с щелью, заполненной диэлектриком 3 с диэлектрической проницаемостью ϵ_2

Можно заметить, что с увеличением ширины щели a , при фиксированной диэлектрической проницаемости подложки (рис. 4.20, *a*), увеличивается ширина и глубина запрещенной зоны. Причем низкочастотный край зоны остается неподвижным в районе 9 ГГц, а расширение происходит за счет смещения высокочастотного края запрещенной зоны в высокочастотную область. Такая же тенденция наблюдается при увеличении диэлектрической проницаемости диэлектрика внутри щели (см. рис. 4.20, *б*).

В результате численного моделирования были получены частотные зависимости коэффициентов прохождения D , приведенные на рис. 4.20.

Схожесть поведения амплитудно-частотных характеристик фотонного кристалла при изменении диэлектрика внутри щели и при изменении ширины щели связано с тем, что с увеличением диэлектрической проницаемости материала внутри щели на фиксированной частоте уменьшается длина волны в нем, что эквивалентно увеличению линейных размеров щели.

Было исследовано влияние изменения диэлектрической проницаемости подложки ϵ_1 для фотонного кристалла из диафрагм со сквозной щелью (см. рис. 4.19, *a*). На рис. 4.21 представлены АЧХ фотонного кристалла, составленного из диафрагм на диэлектрике со сквозной щелью, при различных значениях диэлектрической проницаемости подложки.

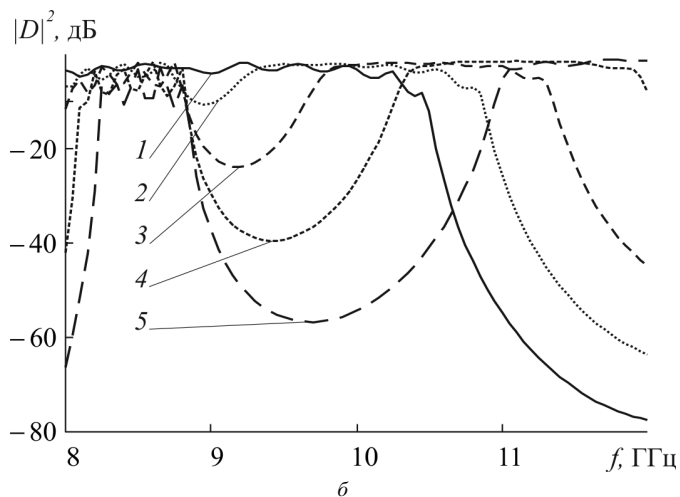
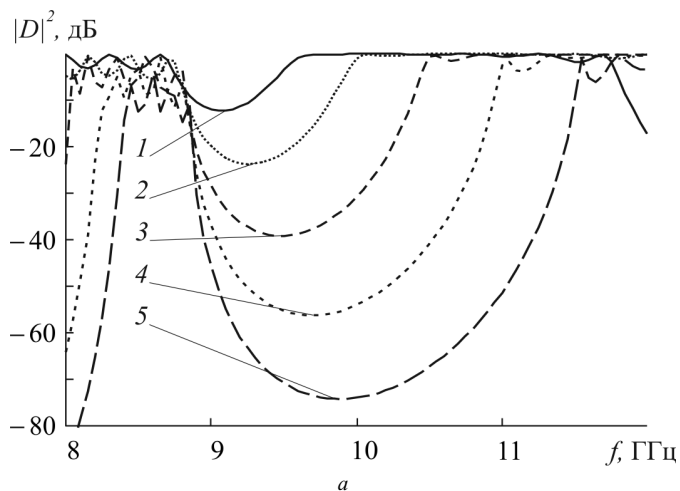


Рис. 4.20. Частотные зависимости $|D|^2$ для фотонного кристалла из диафрагм на подложках с $\epsilon_1 = 4.15$, высотой щели $b_1 = 2$ мм, толщиной диэлектрика $d = 1$ мм: *a* – со сквозной щелью различной ширины a_1 , мм: 1 – 10; 2 – 11; 3 – 12; 4 – 13; 5 – 14; *б* – с щелью шириной $a_1 = 10$ мм, заполненной диэлектриком с различной величиной диэлектрической проницаемости ϵ_2 : 1 – $\epsilon_2 = 1$; 2 – $\epsilon_2 = 2$; 3 – $\epsilon_2 = 3$; 4 – $\epsilon_2 = 4$; 5 – $\epsilon_2 = 5$

Из результатов, представленных на рис. 4.21, следует, что изменение диэлектрической проницаемости подложек со сквозными щелями не в такой степени изменяет АЧХ фотонного кристалла, как в случае, когда диэлектрическая подложка заполняла щель диафрагмы.

Это можно объяснить тем, что толщина подложки, равная 1 мм, мала по сравнению с расстоянием между диафрагмами, равным 25 мм.

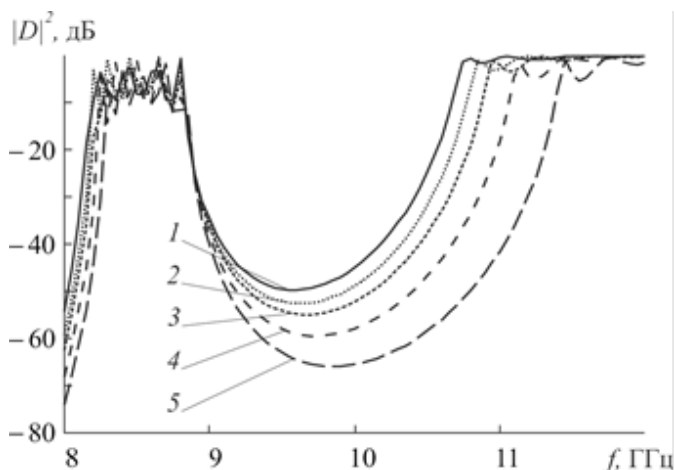


Рис. 4.21. Частотные зависимости коэффициента прохождения для фотонного кристалла из диафрагм на подложках со сквозной щелью, шириной щели $a_1 = 10$ мм, высотой щели $b_1 = 2$ мм, толщиной диэлектрика $d = 1$ мм: 1 — при $\epsilon_1 = 1$; 2 — $\epsilon_1 = 3$; 3 — $\epsilon_1 = 5$; 4 — $\epsilon_1 = 7$; 5 — $\epsilon_1 = 9$

Экспериментально исследовались фотонные кристаллы, созданные из периодически расположенных металлических резонансных диафрагм на расстоянии l друг от друга, нанесенных на диэлектрические подложки и без подложек (рис. 4.22).

Измерения частотных зависимостей коэффициентов пропускания и отражения исследуемых фотонных кристаллов проводились с помощью векторного анализатора цепей Agilent PNA-L Network Analyzer N5230A в диапазоне частот 8–12 ГГц.

Фотонный кристалл на основе диафрагм без диэлектрических подложек состоял из шести алюминиевых диафрагм толщиной 10 мкм, зафиксированных между двумя слоями пенопласта толщиной 2 мм, размещенных в прямоугольном волноводе (см. рис. 4.22).

Ширина и высота щелей диафрагм фотонного кристалла выбирались равными 14 и 1 мм соответственно, это обеспечивало возникновение в диапазоне частот 8–12 ГГц одной разрешенной и одной запрещенной зон на частотных зависимостях коэффициентов прохождения

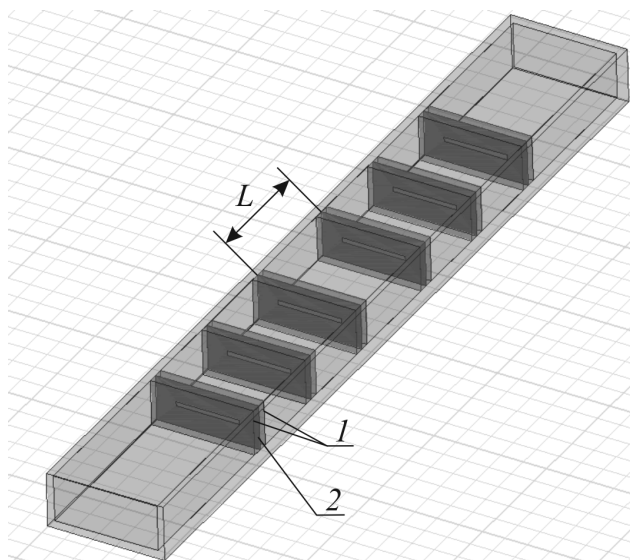


Рис. 4.22. Схема фотонного кристалла на основе диафрагм без диэлектрических подложек: 1 – пенопласт, 2 – металлическая диафрагма, L – размер нарушения в центральном слое

D_2 и отражения R_2 (штриховые кривые на рис. 4.23, *а* и рис. 4.23, *б* соответственно). На этих же рисунках представлены результаты измерений АЧХ фотонного кристалла с нарушением периодичности (сплошные кривые) в виде измененного расстояния L между центральными диафрагмами.

Результаты расчета АЧХ фотонного кристалла на основе диафрагм без диэлектрических подложек с нарушением и без нарушения периодичности с параметрами, соответствующими описанному выше экспериментальному образцу, приведены на рис. 4.24.

Сравнение экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 4.23, с результатами расчета, приведенными на рис. 4.24, свидетельствует о хорошем качественном и количественном соответствии. При этом, как это следует из эксперимента и результатов расчета, создание нарушения в фотонном кристалле в виде уменьшенного расстояния между центральными диафрагмами приводит к возникновению пика пропускания в запрещенной зоне и увеличению её ширины.

Экспериментально исследовались фотонные кристаллы, созданные из периодически расположенных на фиксированном расстоянии

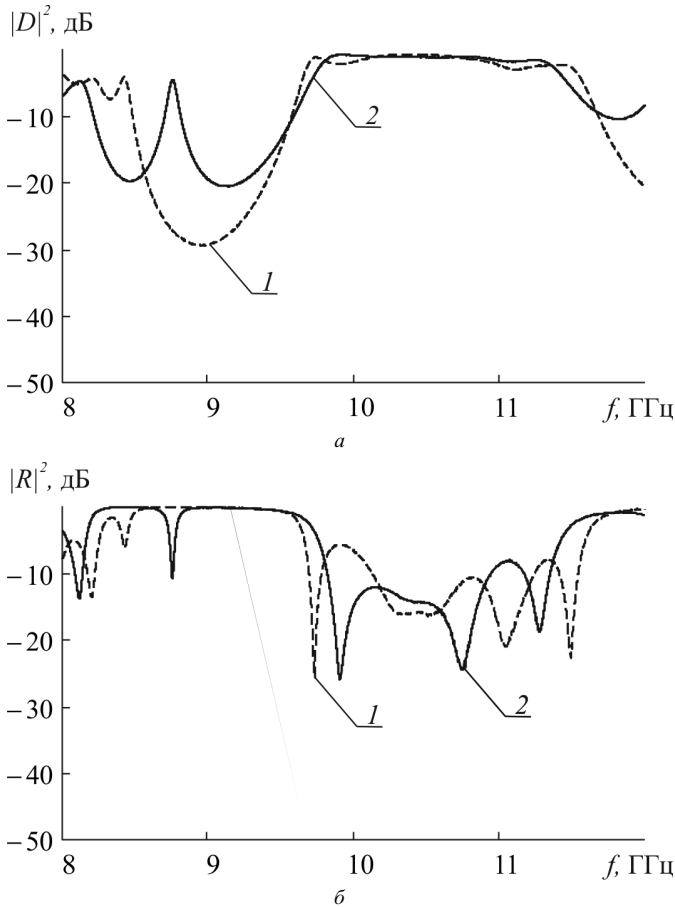
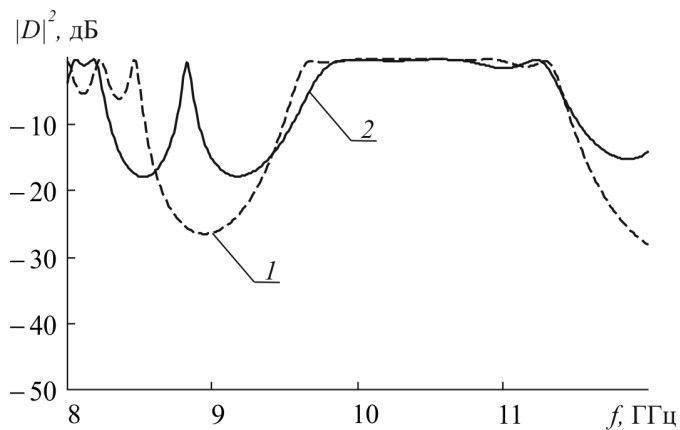
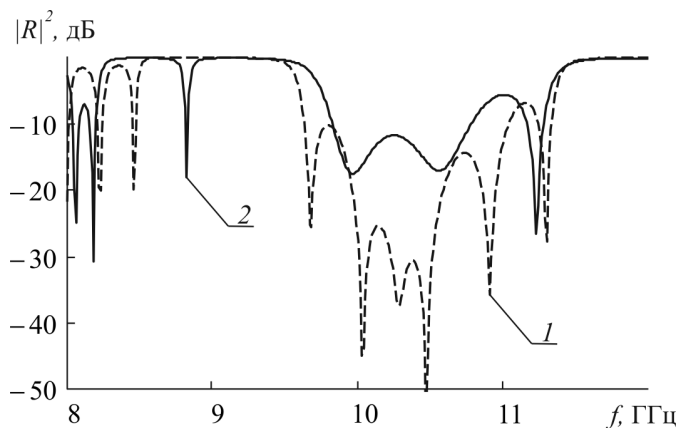


Рис. 4.23. Экспериментальные амплитудно-частотные характеристики коэффициента прохождения (*a*) и отражения (*б*) фотонного кристалла на основе диафрагм без диэлектрических подложек без нарушения (кривая 1) и с нарушением периодичности (кривая 2). Расстояние между диафрагмами $l = 27$ мм, длина щелей $a_1 = 14$ мм, размер нарушения в центральном слое $L = 20$ мм

друг от друга металлических резонансных диафрагм, нанесенных на сплошные диэлектрические подложки и диэлектрические подложки со сквозными щелями. Экспериментальные АЧХ фотонного кристалла, созданного из периодически расположенных на фиксированном расстоянии друг от друга металлических резонансных диафрагм, нанесенных на сплошные диэлектрические подложки, представлены на рис. 4.25, *a*. Результаты расчета АЧХ фотонного кристалла на осно-



a



б

Рис. 4.24. Расчетные АЧХ коэффициента прохождения (*a*) и отражения (*б*) фотонного кристалла на основе диафрагм без диэлектрических подложек без нарушения (кривая 1) и с нарушением периодичности (кривая 2). Расстояние между диафрагмами 27 мм, длина щелей 14 мм, размер нарушения в центральном слое 20 мм

ве периодически расположенных диафрагм со сплошными диэлектрическими подложками с параметрами, соответствующими описанному выше экспериментальному образцу, приведены на рис. 4.25, *б*.

Результаты, представленные на рис. 4.25, свидетельствуют об их хорошем качественном и количественном соответствии, при этом в частотной области, соответствующей разрешенной зоне, наблюдаются ярко выраженные пики пропускания, количество которых на единицу меньше числа диафрагм, образующих фотонный кристалл.

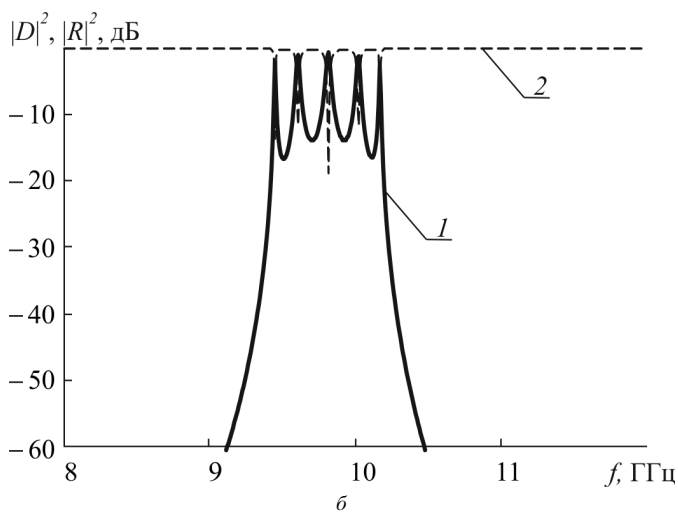
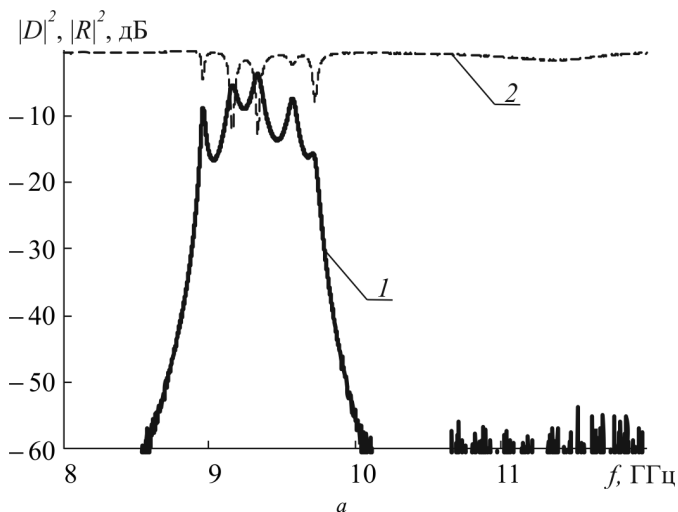


Рис. 4.25. АЧХ фотонного кристалла на основе периодически расположенных диафрагм со сплошными диэлектрическими подложками коэффициентов отражения (кривая 2) и прохождения (кривая 1). Расстояние между пластинами $l = 25$ мм, ширина щели $a_1 = 14$ мм, высота щели $b_1 = 2$ мм. *a* – эксперимент; *б* – расчет

Список литературы к главе 4

1. Gomez A., Vegas A., Solano M. A., Lakhtakia A. On One- and Two-Dimensional Electromagnetic Band Gap Structures in Rectangular Waveguides at Microwave Frequencies // *Electromagnetics*. 2005. Vol. 25, iss. 5. P. 437–460.

2. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С. Измерения толщины нанометровых слоев металла и электропроводности полупроводника в структурах металл–полупроводник по спектрам отражения и прохождения электромагнитного излучения // ЖТФ. 2006. Т. 76, вып. 5. С. 112–117.
3. Чаплыгин Ю. А., Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С. Методика измерения электропроводности нанометровых металлических пленок в слоистых структурах по спектрам отражения электромагнитного излучения // Известия вузов. Электроника. 2006. № 6. С. 27–35.
4. Usanov D. A., Skripal A. V., Abramov A. V., Bogolyubov A. S., Kalinina N. V. Measurements of thickness of metal films in sandwich structures by the microwave reflection spectrum // Proc. of 36rd Europ. Microwave Conf. 10–15th September. UK. Manchester, 2006. P. 509–512.
5. Усанов Д. А., Никитов С. А., Скрипаль А. В., Пономарев Д. В. Резонансные особенности в разрешенных и запрещенных зонах сверхвысокочастотного фотонного кристалла с нарушением периодичности // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58, № 11. С. 1071–1076.
6. Yablonovitch E., Gmitter T. J., Meade R. D. Donor and acceptor modes in photonic band structure // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67, № 24. P. 3380–3383.
7. Беляев Б. А., Волошин А. С., Шабанов В. Ф. Исследование добротности резонанса примесной моды в микрополосковой модели одномерного фотонного кристалла // Доклады Академии наук. 2005. Т. 403, № 3. С. 319–324.
8. Гуняков В. А., Герасимов В. П., Мысливец С. А., Архипкин В. Г., Ветров С. Я., Камаев Г. Н., Шабанов А. В., Зырянов В. Я., Шабанов В. Ф. Термооптическое переключение в одномерном фотонном кристалле // ПЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 21. С. 76–83.
9. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С., Скворцов В. С., Мерданов М. К. Волноводные фотонные кристаллы с характеристиками, управляемыми *p-i-n*-диодами // Изв. вузов Электроника. 2010. № 1. С. 24–29.
10. Гуняков В. А., Мысливец С. А., Паришин А. М., Зырянов В. Я., Архипкин В. Г., Шабанов В. Ф. Управление пропусканием многослойного фотонного кристалла с жидкокристаллическим дефектом с помощью магнитного поля // ЖТФ. 2010. Т. 80, вып. 10. С. 95–100.
11. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Мерданов М. К., Горлицкий В. О. Волноводный фотонный кристалл, выполненный в виде диэлектрических матриц с воздушными включениями // ЖТФ. 2016. Т. 86, вып. 2. С. 65–70.
12. Maxwell–Garnett J. C. Colours in Metal Glasses and in Metallic Films // Philos. Transactions of the Royal Society. Ser. A. L., 1904. Vol. 203. P. 385–420.
13. Bruggeman D. A. G. Calculation of various physics constants in heterogenous substances I. Dielectricity constants and conductivity of mixed bodies from isotropic substances // Annalen der Physik. (Leipzig) 1935. F. 5. B. 24. H. 8. S. 636–679.
14. Lichtenecker K. Die Dielektrizitätskonstante natürlicher und künstlicher Mischkörper // Physikalische Zeitschrift. 1926. B. 27. H. 4. S. 115–158.

15. Пат. 2360336 РФ. Широкополосная волноводная согласованная нагрузка/ Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С., Скворцов В. С., Мерданов М. К. Оpubл. 27.06.2009. Бюл. № 18.
16. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С., Скворцов В. С., Мерданов М. К. Широкополосные волноводные согласованные нагрузки на основе фотонных кристаллов с нанометровыми металлическими слоями // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2009. № 1. С. 73–80.
17. *Katsumi Yoshino, Ryotaro Ozaki, Jun Matsumoto, Masayoshi Ojima, Shinji Hiwatashi, Yuko Matsuhisa, Masanori Ozaki.* Properties of Liquids and Liquid Crystals in Nano-Scale Space // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2006. Vol. 13, № 3 (June 2006). P. 678–686.
18. *Беляев Б. А., Волошин А. С., Шабанов В. Ф.* Исследование микрополосковых моделей полосно-пропускающих фильтров на одномерных фотонных кристаллах // Доклады Академии наук. 2005. Т. 400, № 2. С. 181–185.
19. *Fernandes H. C. C., Medeiros J. L. G., Junior I. M. A., Brito D. B.* Photonic Crystal at Millimeter Waves Applications // PIERs Online. 2007. Vol. 3, № 5. P. 689–694.
20. *Ozbay E., Temelkuran B., Bayindir M.* Microwave applications of photonic crystals // Progress In Electromagnet. Res., 2003. Vol. 41. P. 185–209.
21. *Saib A., Huynen I.* Periodic Metamaterials Combining Ferromagnetic Nanowires and Dielectric Structures for Planar Circuits Applications // Electromagnetics. 2006. Vol. 26, iss. 3–4. P. 261–277.
22. *Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Посадский В. Н., Тяжлов В. С., Байкин А. В.* Низкоразмерные волноводные фотонные кристаллы // Доклады Академии наук. 2014. Т. 458, № 4. С. 406–409.
23. *Силин Р. А., Сазонов В. П.* Замедляющие системы. М.: Сов. радио, 1966. 631 с.
24. *Cohn S. B.* Direct-coupled-resonator filters // Proc. IRE. 1957. Vol. 45. Feb. P. 187–196.
25. *Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Мерданов М. К., Евтеев С. Г.* Волноводные фотонные структуры на резонансных диафрагмах // Радиотехника. 2015. № 10. С. 108–114.

Глава 5

СВЧ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ НА ОСНОВЕ ПЛОСКИХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

Свойства одномерных периодических структур с фотонной полосой на копланарных волноводах, копланарных полосковых линиях и щелевых линиях исследовались авторами [1, 2]. Периодичность в изменении волноводного сопротивления обеспечивалась соответствующим изменением размера щелей. Была продемонстрирована возможность создания заграждающего СВЧ-фильтра и СВЧ-резонатора типа Фабри–Перо с отражателями с двух сторон. Изображения исследуемых структур с фотонными полосами приведены на рис. 5.1, *а*. На рис. 5.1, *б* приведены изображения резонаторов на этих линиях [1].

Созданные резонаторы основаны на использовании введенных в периодические структуры дефектов. Протяженность элемента структур d определялась соотношением $k = \frac{\pi}{d} = \frac{2\pi}{\lambda}$, где k – постоянная распространения волны в линии. Отсюда d равно половине длины волны в волноводе. В качестве материала подложек плоских линий авторы [1] использовали диэлектрик с $\epsilon_r = 10.5$. Число ячеек выбиралось равным семи. Результаты численного моделирования и измерений для фотонных структур и резонаторов, приведенных в [1], изображены на рис. 5.2.

Была достигнута ширина полосы заграждения 2.8 ГГц с отражением в этой полосе – 36.5 дБ (см. рис. 5.2, *а*). Для ненагруженного резонатора была получена добротность 299.1 (рис. 5.3, *в*).

Характеристики структуры с фотонной запрещенной зоной на основе копланарной линии исследовались авторами [2]. В качестве материала подложки ими использовались тонкие сегнетоэлектрические пленки состава $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$. Конструкция исследовавшегося фотонного кристалла представляла собой последовательность отрезков копланарного волновода с волновыми сопротивлениями 50 и 20 Ом.

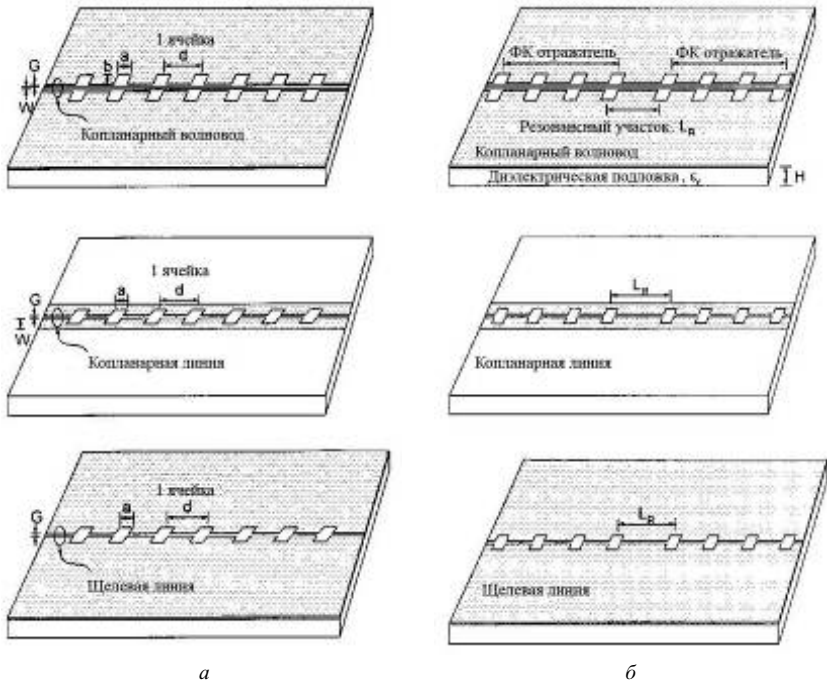


Рис. 5.1. Одноплоскостные одномерные периодические структуры (копланарный волновод, копланарная полосковая линия, щелевая линия) с фотонной запрещенной зоной: *а* – одномерные заграждающие фильтры, *б* – одномерные резонаторы [1]

Размеры определялись в результате предварительных расчетов численными методами коэффициентов отражения и прохождения.

На рис. 5.4 приведены полученные авторами [2] результаты расчета частотных зависимостей S_{11} и S_{21} и конструкция линии (размеры элементов конструкции приведены в мм). На рис. 5.5 приведены результаты измерений зависимости коэффициентов отражения и прохождения, согласующиеся с расчетом.

Авторы [3] отмечали возможность использования плоских СВЧ-структур с фотонной запрещенной зоной для подавления мод высших порядков в активных и пассивных приборах. Конструкция предложенной линии изображена на рис. 5.6.

В [3] показано, что приемлемые для практики параметры можно обеспечить, используя линию с периодически расположенными под полоском вытравленными круглыми отверстиями. Конструкция с 1-D расположенными отверстиями обеспечивает параметры, близкие для

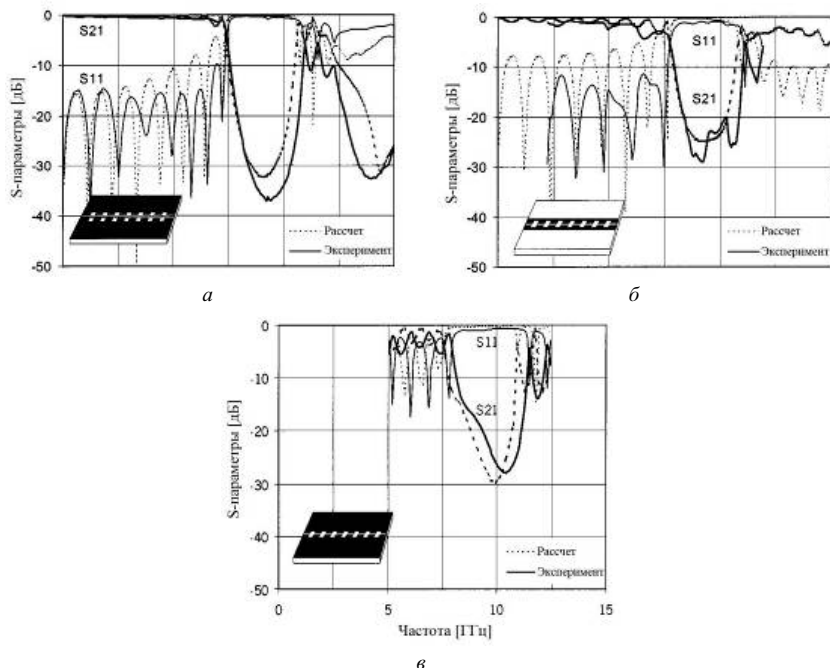


Рис. 5.2. Рассчитанные и измеренные спектры отражения и прохождения для загораживающих фильтров на основе одноплоскостных одномерных периодических структур: *а* – копланарный волновод, *б* – копланарная полосковая линия, *в* – щелевая линия [1]

аналогичной конструкции с 2-D системой отверстий (рис. 5.7), как следует из результатов измерений, приведенных на рис. 5.8.

Авторами [4] продемонстрирована возможность получения фотонной полосы заграждения на СВЧ с использованием микрополосковой линии с периодически расположенными прямоугольными отверстиями (рис. 5.9, *а, б*). Для полосковой линии авторы [4] использовали алюминиевую фольгу толщиной 18 мкм. Расстояние между металлическими полосками и плоскостью основания было ~ 1 мм.

Авторами [5] был предложен метод расчета и проведены измерения амплитудно-частотных характеристик брэгговской структуры в виде микрополосковой линии с различной шириной полосковых проволочников.

Авторы [6] показали возможность улучшения характеристик СВЧ фильтров на микрополосковых линиях с периодически расположенными отверстиями, если размеры отверстий изменять пропорционально коэффициентам биномиального или чебышевского полиномов. Были

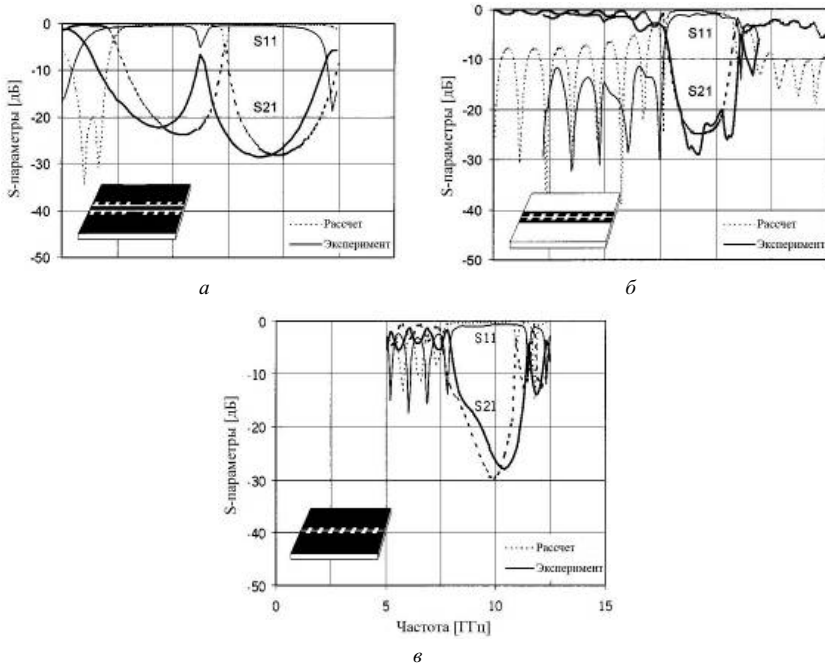


Рис. 5.3. Рассчитанные и измеренные спектры отражения и прохождения для резонаторов с отражателями на основе одноплоскостных одномерных периодических структур: *a* – копланарный волновод, *б* – копланарная полосковая линия, *в* – щелевая линия [1]

исследованы характеристики микрополосковых линий для десятиэлементных фильтров с круглыми и кольцеобразными отверстиями, вытравленными в металлизированном основании линии. На рис. 5.10 приведены различные варианты конструкций. Фильтры с однородным распределением отверстий имеют одинаковые радиусы и расстояние между отверстиями. Для неоднородного распределения центральный элемент имеет больший размер r_1 , который пропорционален коэффициенту 1, радиусы соседних кругов имеют дискретно пропорциональные амплитудные коэффициенты полиномов. Полиномиальные коэффициенты выбирались пропорциональными радиусу круга (тип 1) или площади круга (тип 2). При исследовании авторы [6] использовали диэлектрик с $\epsilon_r = 10.2$. Центральная частота выбиралась равной 10 ГГц.

При использовании биномиального распределения, как показывает расчет, получается сравнительно узкая полоса заграждения и низкопотерьная селективность. Характеристики фильтра могут быть значительно улучшены при использовании распределения неоднородностей

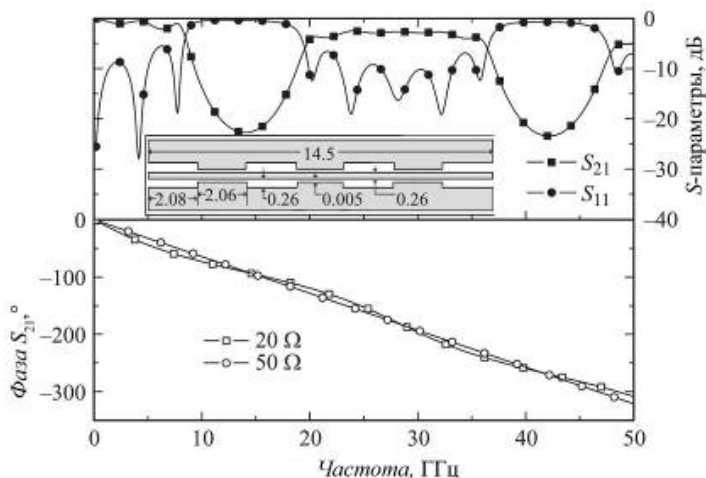


Рис. 5.4. Рассчитанные фазочастотные характеристики отрезков копланарного волновода, образующих период фотонного кристалла, и частотные зависимости модулей коэффициентов отражения S_{11} и передачи S_{21} фотонного кристалла. На вставке: топология фотонного кристалла [2]

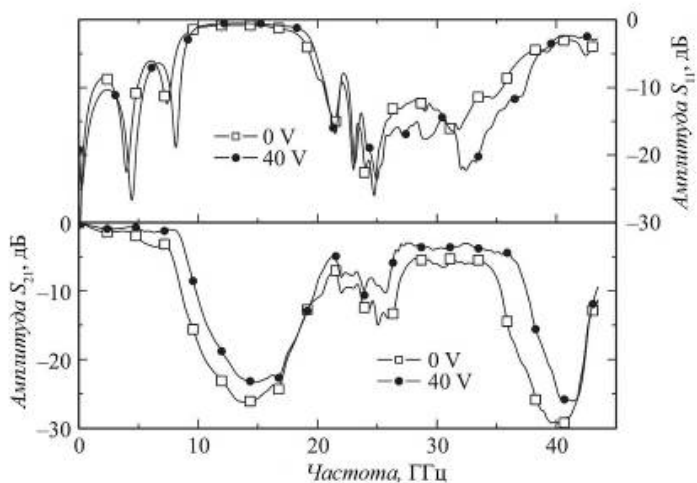


Рис. 5.5. Экспериментальные частотные зависимости модулей коэффициентов отражения S_{11} и передачи S_{21} фотонного кристалла, полученные при отсутствии напряжения смещения (0 V) на пленке $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ и в случае приложения к пленке напряжения смещения 40 V [2]

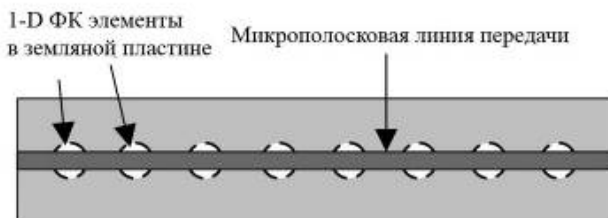


Рис. 5.6. Геометрическая конфигурация одномерной структуры с фотонной запрещенной зоной с равномерным распределением цилиндрических отверстий, расположенной под 50-омной линией передачи [3]

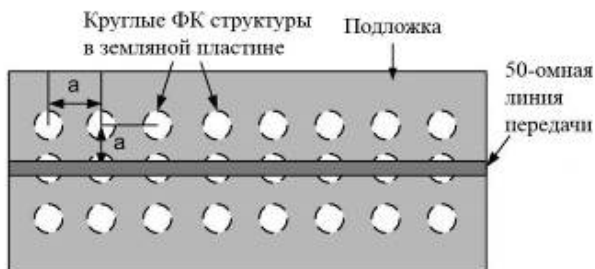


Рис. 5.7. Геометрическая конфигурация стандартной 50-омной линии передачи, расположенной над тремя линиями отверстий двумерной структуры с фотонной запрещенной зоной [3]

по Чебышеву, как следует из результатов моделирования и измерений, приведенных на рис. 5.11. Изрезанность частотных характеристик в полосе пропускания имеет уменьшенное значение, в то время как для однородного распределения изрезанность в области полосы пропускания очень высокая. Однако ширина полосы запирания оказывается несколько ниже.

Авторами [7] исследована добротность резонанса примесной моды в одномерном микрополосковом фотонном кристалле. В основу модели фотонного кристалла этого типа положена сильная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости микрополосковой линии передачи от ширины ее полоскового проводника и толщины подложки. Исследуемый фотонный кристалл представлял собой последовательно соединенные чередующиеся отрезки линий с «большой» и «малой» шириной полоскового проводника. Топология проводников исследованного авторами микрополоскового кристалла приведена

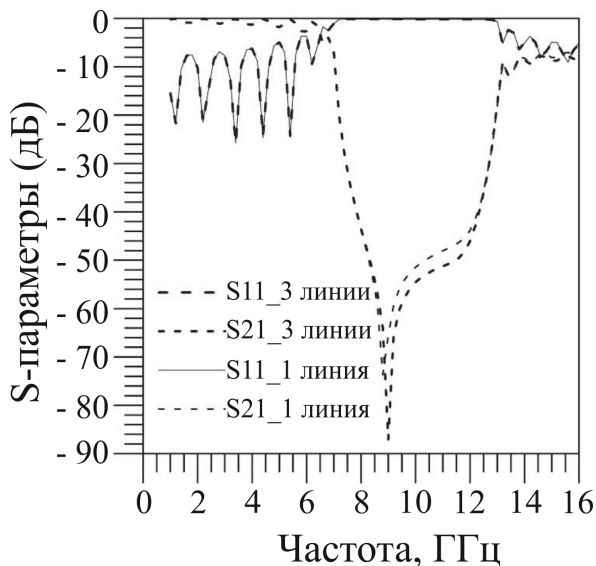
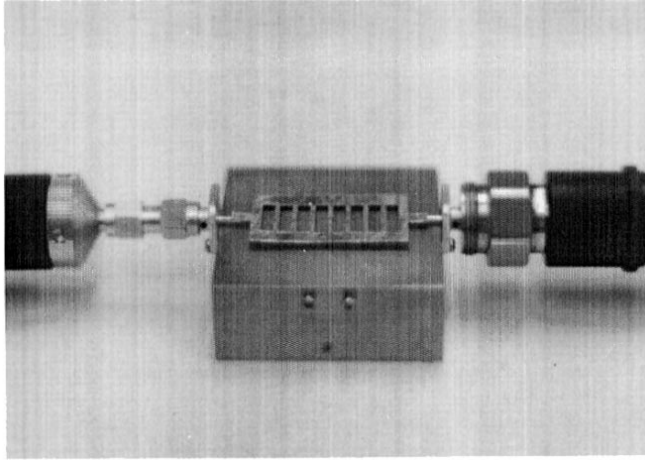


Рис. 5.8. Частотные зависимости S -параметров стандартной 50-омной микрополосковой линии передачи с земляной пластиной в виде двумерной и одномерной структур с фотонной запрещенной зоной. Подложка—Taconic, $\epsilon_r = 10$ и $h = 25$ мил [3]

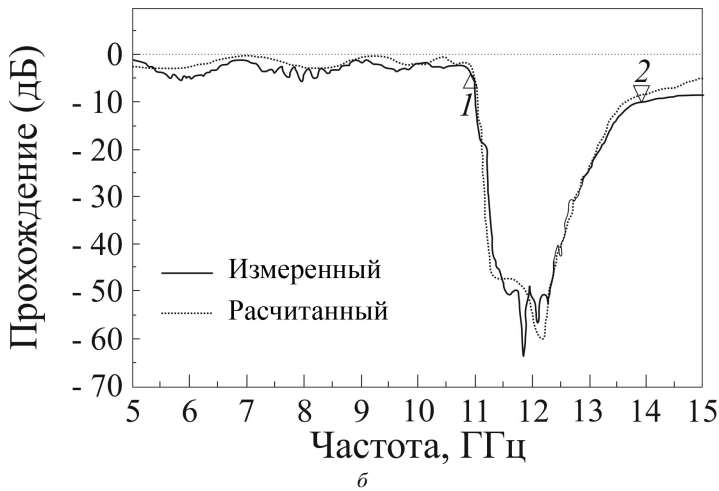
на рис. 5.12 с обычной решеткой и двумя подрешетками. На этом же рисунке изображены амплитудно-частотные характеристики, приведенные в [7]. Авторы [7] отмечают, что полоса заграждения в кристалле с двумя подрешетками может быть в несколько раз шире, чем в кристалле с обычной решеткой.

Характеристики микрополосковых фотонных кристаллов рассчитывались и экспериментально исследовались также авторами [8]. Исследовалась структура, представляющая собой последовательно соединенные отрезки микрополосковой линии передачи с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью подложки. Четные отрезки реализованы на подложке из поликора (Al_2O_3), а нечетные – в виде отрезков полосковой линии с воздушным заполнением, в которых между полоском и металлическим основанием создан воздушный зазор. Изображение рассматриваемой микрополосковой фотонной структуры показано на рис. 5.13.

Для расчета коэффициента прохождения и отражения электромагнитной волны использовалась матрица передачи \mathbf{T} четырехполюсника



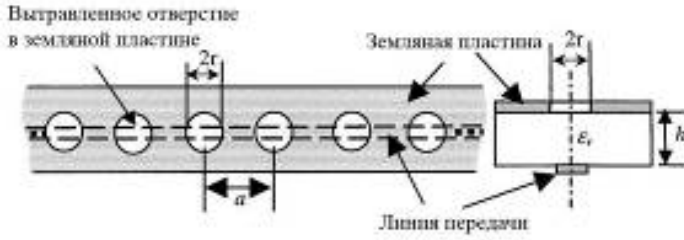
a



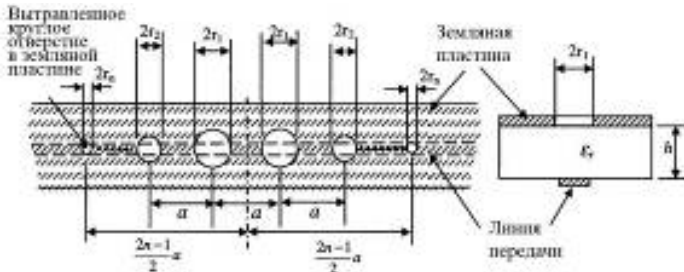
б

Рис. 5.9. Фотография экспериментальной структуры (*a*). Период массива прямоугольных отверстий 4 мм, размеры прямоугольного отверстия 3×12 мм, ширина металлической полоски 20 мм; *б* – измеренные и рассчитанные спектры прохождения для случая заполнения подложки воздухом. Для измерения спектров прохождения использовался анализатор цепей HP 8753 Network Analyzer, для расчетов применялся метод моментов. Два маркера демонстрируют приблизительные границы запрещенной зоны [4]

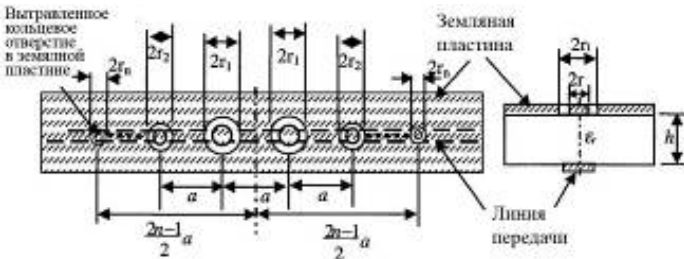
сложной структуры в квазистатическом приближении, представляющего собой каскадное соединение элементарных четырехполюсников с известными матрицами передачи, которые имеют вид



a



б



в

Рис. 5.10. Структур с фотонной запрещенной зоной: а – с равномерным распределением цилиндрических отверстий с периодом a и радиусом r ; б – с неравномерным распределением цилиндрических; в – неравномерным распределением кольцевидных отверстий. Число отверстий – четное [6]

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T[1,1] & T[1,2] \\ T[2,1] & T[2,2] \end{pmatrix} = \mathbf{T}'_N \cdot \prod_{i=1}^{N-1} (\mathbf{T}_{i,i+1} \cdot \mathbf{T}'_i), \quad (5.1)$$

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

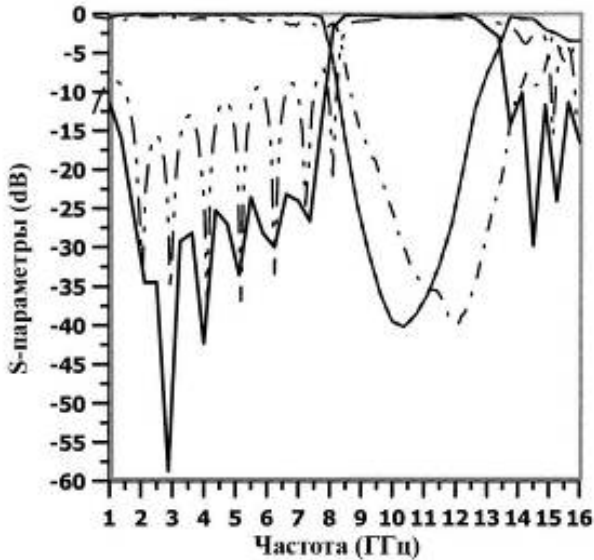


Рис. 5.11. Частотные зависимости S -параметров для структуры с фотонной запрещенной зоной с равномерным линейным распределением 10 кольцевидных отверстий (тип 1) с чебышевским полиномиальным распределением уровня боковых лепестков в 25 дБ с $r = 84$ мил, периодом $a = 224$ мил и шириной линии 24 мил (50 Ом). Диэлектрическая подложка: $\epsilon_r = 10.2$, $h = 25$ мил. Сплошная линия – расчет, двойная штрихпунктирная линия – результаты измерения для уровня боковых лепестков в -25 дБ [6]

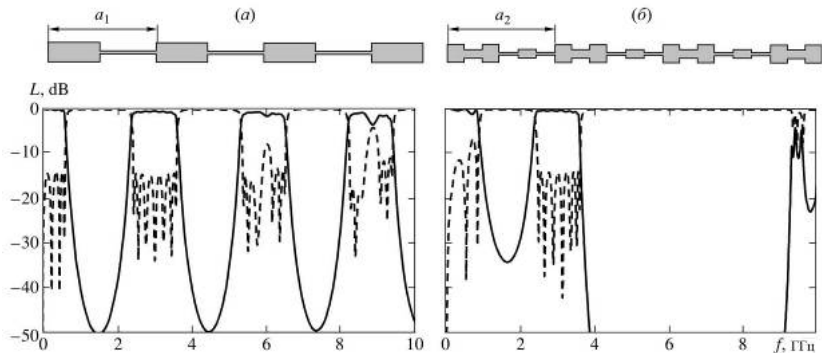


Рис. 5.12. Частотные зависимости микрополосковых моделей одномерных фотонных кристаллов: a – со стандартной решеткой; b – с решеткой, состоящей из двух под-решеток. Сплошная и пунктирная линии соответствуют внесенным и обратным потерям соответственно [7]

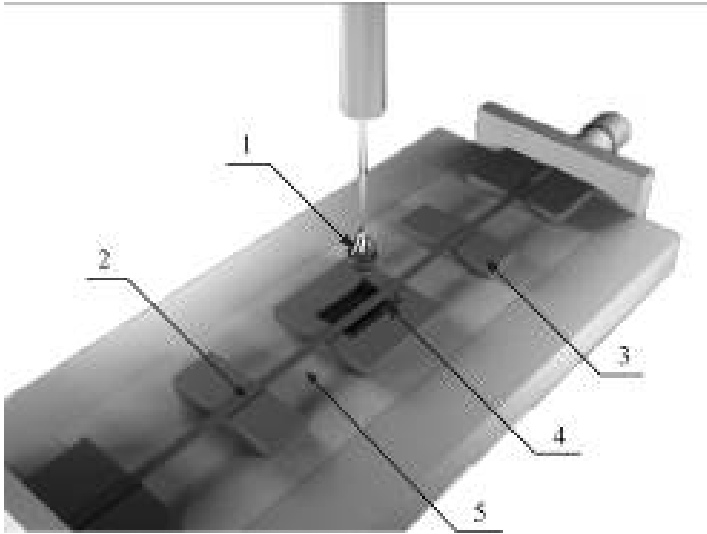


Рис. 5.13. Микрополосковый фотонный кристалл с кюветой для измерения параметров жидких диэлектриков: 1 – измеряемая жидкость, 2 – полосковый проводник, 3 – поликор, 4 – измерительная кювета, 5 – воздушный зазор [8]

Выражения для матриц передачи \mathbf{T}'_i и $\mathbf{T}_{i,j}$ соответствующих элементарных четырехполосников имеют вид

$$\mathbf{T}'_i = \begin{pmatrix} e^{\gamma_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma_i d_i} \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

$$\mathbf{T}_{i,i+1} = \begin{pmatrix} \frac{r_{i,i+1} + 1}{2\sqrt{r_{i,i+1}}} & \frac{r_{i,i+1} - 1}{2\sqrt{r_{i,i+1}}} \\ \frac{r_{i,i+1} - 1}{2\sqrt{r_{i,i+1}}} & \frac{r_{i,i+1} + 1}{2\sqrt{r_{i,i+1}}} \end{pmatrix}. \quad (5.3)$$

Здесь d_i – длина i -го отрезка, γ_i – постоянная распространения электромагнитной волны в i -м отрезке, $r_{i,i+1} = \frac{\rho_{i+1}}{\rho_i}$,

$$\text{где } \rho_i = \frac{377 \cdot h_i}{\sqrt{\epsilon_i} \cdot W_i \cdot \left(1 + 1,735 \cdot \epsilon_i^{-0.0724} \cdot \left(\frac{W_i}{h_i} \right)^{-0.836} \right)} - \text{волновое со-}$$

противление i -го отрезка структуры, ϵ_i , h_i – диэлектрическая проницаемость и толщина подложки i -го отрезка, W_i – ширина полоскового проводника i -го отрезка.

Коэффициент прохождения СВЧ-мощности определяется через элемент $T[1, 1]$ матрицы передачи \mathbf{T} :

$$D = \frac{1}{|T[1, 1]|^2}. \quad (5.4)$$

Коэффициент отражения СВЧ-мощности от микрополосковой фотонной структуры определяется квадратом модуля элемента $S[1, 1]$ матрицы рассеяния

$$R = |S[1, 1]|^2, \quad (5.5)$$

элементы которой связаны с элементами матрицы передачи \mathbf{T} соотношением

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S[1, 1] & S[1, 2] \\ S[2, 1] & S[2, 2] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{T[2, 1]}{T[1, 1]} & \frac{T[1, 1] \cdot T[2, 2] - T[1, 2] \cdot T[2, 1]}{T[1, 1]} \\ 1 & \frac{T[1, 1]}{T[1, 2]} \\ \frac{T[1, 1]}{T[1, 1]} & -\frac{T[1, 2]}{T[1, 1]} \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

Расчет проводился для фотонной структуры, состоящей из семи последовательно соединенных чередующихся отрезков микрополосковой линии передачи с большой и малой шириной верхнего проводника, включенной в 50-омную линию передачи. Ширина первого, третьего, пятого и седьмого отрезков полосковой линии составляла 2.5 мм; второго, четвертого, шестого отрезков – 0.5 мм. Длина широких отрезков составляла 7 мм, узких – 7.6 мм.

На рис. 5.14 представлены экспериментальная и расчетная, полученная с использованием описанной выше модели и методики расчета в квазистатическом приближении, частотные зависимости коэффициента пропускания фотонного кристалла на основе 7-слойной микрополосковой структуры [9]. Нарушение периодичности было создано в виде меньшей длины четвертого высокоомного отрезка микрополосковой линии передачи ($l_4 = 5.1$ мм). Частотная зависимость коэффициента прохождения моделируемой микрополосковой фотонной структуры характеризуется наличием частотных областей, запрещенных для распространения электромагнитной волны – аналогов запрещенных зон в кристаллах. Наличие нарушения периодичности привело к возникновению «окна» прозрачности в запрещенной зоне фотонного кристалла с центральной частотой 10.5 ГГц.

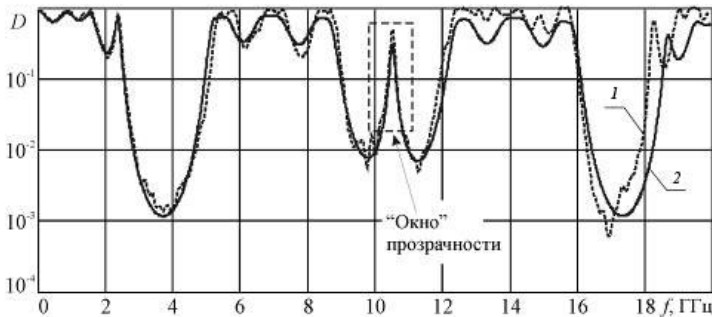


Рис. 5.14. Расчетные частотные зависимости коэффициента пропускания микрополосковой фотонной структуры с нарушением периодичности в виде измененной длины 4-го, 5-го и 6-го отрезков (кривая 1) и без нарушения периодичности (кривая 2) [9]

Новый тип СВЧ фотонного кристалла описан в [1]. В нем в качестве брэгговской структуры, имеющей периодически изменяющуюся в пространстве диэлектрическую проницаемость использована волноводно-щелевая линия. Такая линия интересна тем, что ее применение открывает перспективу создания СВЧ интегральных схем с уникальными характеристиками [11], в данном случае связанными со свойствами брэгговских структур.

Общий вид брэгговской СВЧ-структуры на основе волноводно-щелевых линий представлен на рис. 5.15. В центре поперечного сечения прямоугольного волновода (22.86×10.16 мм) в E -плоскости размещался отрезок волноводно-щелевой линии передачи. Щелевая линия выполнена на поликоровой (Al_2O_3 , $\epsilon = 9,6$) пластине длиной 23 мм, шириной 10.16 мм и толщиной 1 мм. На одну сторону пластины было нанесено металлическое покрытие толщиной 0.012 мм, ширина щели в покрытии составляла 4.0 мм. Отрезки волноводно-щелевой линии передачи разделялись отрезками регулярного волновода. Данная брэгговская структура исследовалась в диапазоне частот 8–12 ГГц. Длина регулярных отрезков волновода варьировалась в диапазоне от 2 до 10 мм. Нарушение периодичности создавалось посредством изменения длины центрального регулярного отрезка l волновода в диапазоне 14–20 мм.

Известно, что в периодической структуре при определенных соотношениях между параметрами элементов, образующих эту структуру, возникают запрещенные и разрешенные зоны, при этом на частотах, соответствующих середине запрещенных зон $\omega_{Бз}$, выполняется условие Брэгга. Для структуры, составленной из периодически повторяю-

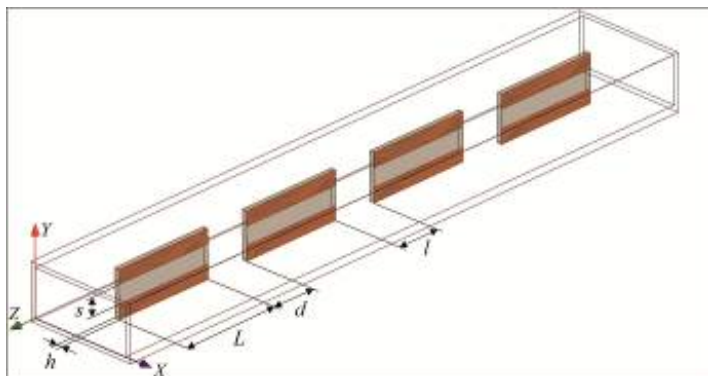


Рис. 5.15. Модель фотонного кристалла на основе волноводно-щелевых линий передачи: L – длина отрезка волноводно-щелевой линии передачи; d – длина регулярного отрезка волновода; h – толщина подложки щелевой линии, s – ширина щели, l – длина центрального регулярного отрезка волновода [10]

щихся элементов двух типов, это условие может быть представлено в виде

$$\beta_1(\omega_{Bz})d + \beta_2(\omega_{Bz})L = n\pi, \quad (5.7)$$

где $d + L$ – период структуры с фотонной запрещенной зоной, β_1 – фазовая составляющая постоянной распространения волны на отрезке регулярного волновода, являющаяся функцией ω_{Bz} , β_2 – фазовая составляющая постоянной распространения волны на отрезке волноводно-щелевой линии передачи, определяемая геометрическими размерами щелевой линии передачи и её электрическими характеристиками, n – порядковый номер запрещенной зоны.

Изменение фазовых постоянных β_1 и β_2 , как это следует из условий Брэгга, должно приводить к сдвигу ω_{Bz} . Изменение β_2 может быть реализовано изменением толщины и величины диэлектрической проницаемости подложки и изменением ширины щели [12]. Изменение β_1 может быть реализовано изменением диэлектрической проницаемости среды, заполняющей эти отрезки.

В [12] приведены результаты компьютерного моделирования АЧХ рассматриваемого СВЧ фотонного кристалла с использованием системы HFSS. Результаты расчета частотных зависимостей квадратов модулей коэффициента прохождения $|D|^2$ СВЧ-волны через брэгговскую структуру, состоящую из четырех отрезков волноводно-щелевой линии передачи, при различной толщине и диэлектрической проницаемости

подложки щелевой линии представлены на рис. 5.16 и 5.17 соответственно.

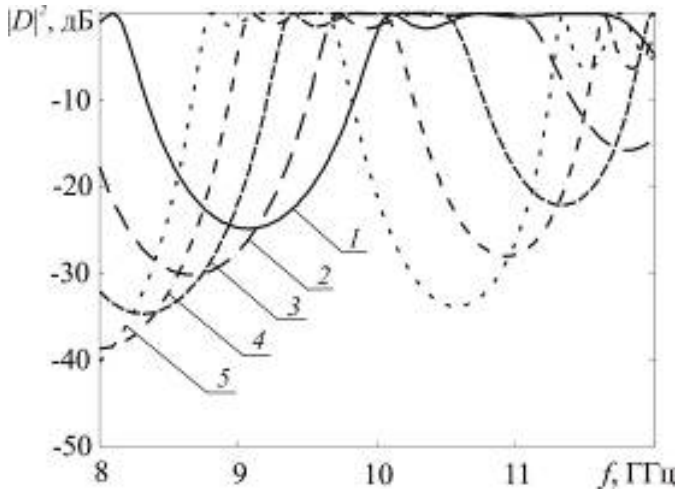


Рис. 5.16. Частотные зависимости коэффициента прохождения фотонного кристалла при различной толщине подложки h , мм: 1 – 0.2; 2 – 0.3; 3 – 0.4; 4 – 0.5; 5 – 0.6; $L = 23$ мм; $d = 10$ мм; $s = 4.0$ мм; $\epsilon = 9.6$ [10]

Из приведенных на этих рисунках результатов следует, что увеличение толщины и диэлектрической проницаемости подложки щелевой линии в указанных пределах приводит к увеличению фазовой постоянной β_2 отрезка волноводно-щелевой линии передачи.

На рис. 5.18 и 5.19 представлены результаты расчета напряженности электрического поля электромагнитной волны внутри фотонного кристалла вдоль направления её распространения (вдоль оси Z , см. рис. 5.15) в плоскости, проходящей через середину широкой стенки волновода, и в плоскости поперечного сечения волновода, проходящей через пучность стоячей волны на отрезке волноводно-щелевой линии передачи (вдоль оси X , см. рис. 5.15), для различных толщин подложки.

Анализ распределений напряженности электрического поля электромагнитной волны внутри фотонного кристалла вдоль направления её распространения позволяет сделать вывод о том, что на частотах прозрачности фотонного кристалла внутри его структуры реализуется режим стоячей волны с ярко выраженными узлами и пучностями.

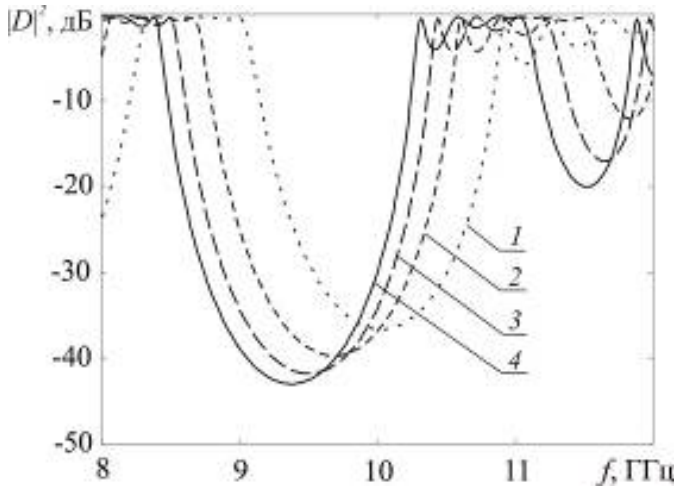


Рис. 5.17. Частотные зависимости коэффициента прохождения фотонного кристалла при различной диэлектрической проницаемости подложки ϵ : 1 – 8; 2 – 9; 3 – 9.6; 4 – 10; $L = 23$ мм; $d = 10$ мм; $s = 4.0$ мм; $h = 1.0$ мм [10]

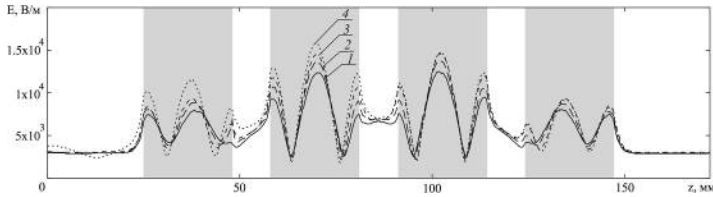


Рис. 5.18. Распределение напряженности электрического поля электромагнитной волны внутри фотонного кристалла вдоль направления её распространения: h , мм: 1 – 0.2; 2 – 0.3; 3 – 0.5; 4 – 0.6; $x = 11.5$ мм; $s = 4.0$ мм. Серые области занимают отрезки волноводно-щелевой линии передачи, светлые – регулярные отрезки волновода [10]

С увеличением толщины и диэлектрической проницаемости подложки волноводно-щелевой линии передачи напряженность электрического поля в пучностях увеличивается, а в узлах уменьшается. Следует отметить, что максимум напряженности электрического поля в плоскости поперечного сечения волновода располагается внутри в середине подложки, однако характер зависимости $E(x)$ существенно отличается от синусоидального, характерного для волны H_{10} .

Как было отмечено выше, изменение ширины щели также приводит к изменению фазовой постоянной β_2 отрезка волноводно-щелевой линии передачи, а именно с уменьшением ширины щели увеличивает-

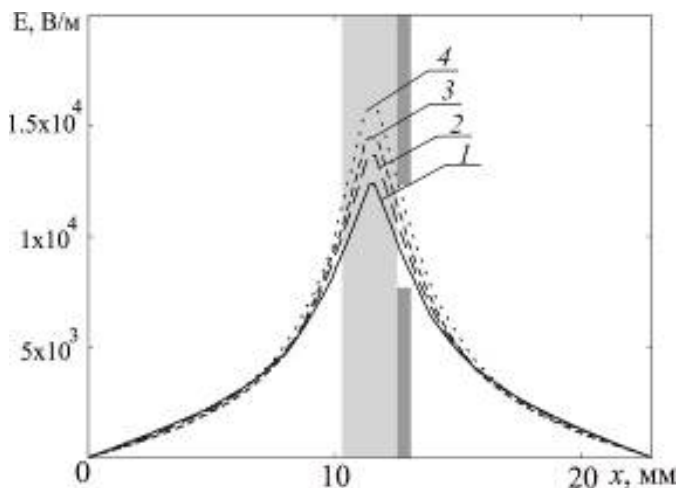


Рис. 5.19. Распределение напряженности электрического поля электромагнитной волны внутри фотонного кристалла в поперечной плоскости волновода: h , мм: 1 – 0.2; 2 – 0.3; 3 – 0.5; 4 – 0.6; $z = 69.7$ мм; $s = 4.0$ мм [10]

ся β_2 [12]. Результаты расчета АЧХ исследуемой структуры, представленные на рис. 5.20, свидетельствуют о сдвиге АЧХ в область низких частот при уменьшении ширины щели.

На рис. 5.21 представлены результаты расчета напряженности электрического поля электромагнитной волны внутри фотонного кристалла вдоль направления её распространения при различной ширине щели на отрезке волноводно-щелевой линии передачи. Анализ представленных на рис. 5.21 зависимостей показывает, что на частотах прозрачности фотонного кристалла внутри его структуры реализуется режим стоячей волны, при этом с уменьшением ширины щели на отрезке волноводно-щелевой линии передачи от 4.0 мм до 2.0 мм напряженность в пучностях увеличивается в два раза. Дополнительные исследования показали, что увеличение длин регулярных отрезков волновода d приводит, как это и следует из соотношения Брэгга, к смещению АЧХ структуры в область низких частот (рис. 5.22).

Результаты исследований влияния количества N периодически повторяющихся элементов в рассматриваемой брэгговской структуре показали, что увеличение их числа приводит к уменьшению минимального значения коэффициента прохождения $|D|^2$ в запрещенной зоне и увеличению количества резонансов M , формирующих разрешенную зону в соответствии с соотношением $M = N - 1$ [13]. При изменении

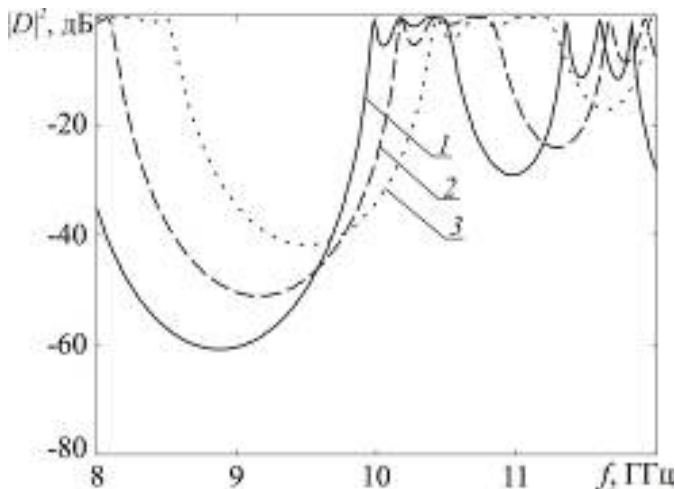


Рис. 5.20. Частотные зависимости коэффициента прохождения $|D|^2$ фотонного кристалла при различной ширине щели отрезков щелевой линии передачи s , мм: 1 – 2.0; 2 – 3.0; 3 – 4.0; $L = 23$ мм; $d = 10$ мм; $h = 1.0$ мм; $\epsilon = 9.6$ [10]

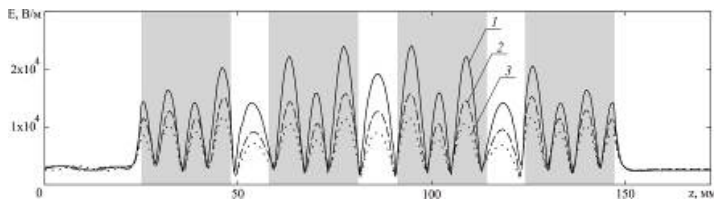


Рис. 5.21. Распределение напряженности электрического поля электромагнитной волны внутри фотонного кристалла вдоль направления её распространения s , мм: 1 – 2.0; 2 – 3.0; 3 – 4.0; $x = 11.5$ мм; $h = 1.0$ мм. Серые области занимают отрезки волноводно-щелевой линии передачи, светлые – регулярные отрезки волновода [10]

количества отрезков волноводно-щелевой линии передачи в брэгговской структуре (см. рис. 5.15) от 4 до 6 коэффициент прохождения $|D|^2$ фотонного кристалла в запрещенной зоне уменьшается от -40 дБ до -65 дБ.

С целью выяснения особенностей проявления примесной (дефектной) моды колебаний в предложенной брэгговской структуре проведены результаты исследований АЧХ дефектного СВЧ фотонного кристалла с измененной длиной l центрального отрезка регулярного волновода.

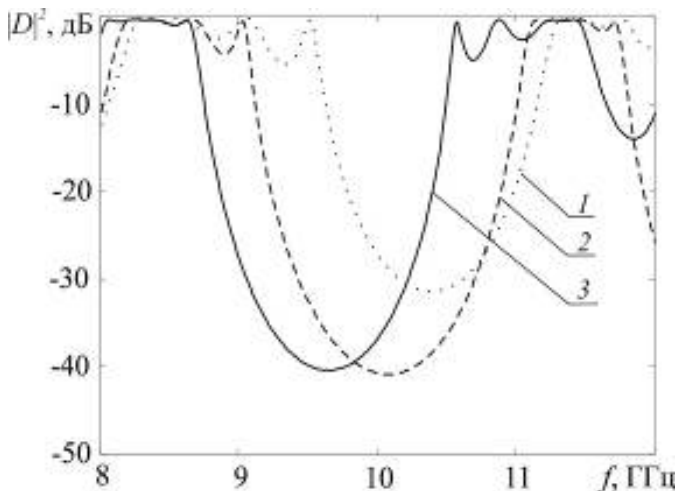


Рис. 5.22. Частотные зависимости коэффициента прохождения $|D|^2$ фотонного кристалла при различной длине регулярных отрезков волновода d , мм: 1 – 2; 2 – 5; 3 – 10; $L = 23$ мм; $s = 4.0$ мм; $h = 1.0$ мм; $\epsilon = 9.6$ [10]

На рис. 5.23 представлены результаты расчета частотных зависимостей коэффициента прохождения $|D|^2$ СВЧ-волны через брэгговскую структуру, состоящую из четырех отрезков волноводно-щелевой линии передачи длиной 23 мм (кривые 1–4), при различной длине нарушения l и без нарушения. Длина нарушенного слоя l варьировалась в диапазоне от 14–20 мм.

Из результатов, представленных на рис. 5.23, следует, что наличие нарушения периодичности в брэгговской структуре в виде измененной длины центрального отрезка регулярного волновода приводит к возникновению в запрещенной зоне примесной моды колебаний («окна прозрачности»), положение которой при увеличении длины нарушенного слоя l в диапазоне значений 14–20 мм смещается в низкочастотную область.

В соответствии с описанной выше моделью авторами [10] была создана брэгговская структура. Экспериментальные АЧХ рассматриваемой брэгговской структуры при различной длине регулярных отрезков волновода, измеренные с помощью векторного анализатора цепей Agilent PNA-L Network Analyzer N5230A, представлены на рис. 5.24.

В [10] приведены результаты исследований АЧХ брэгговской структуры на основе отрезков волноводно-щелевой линии передачи с дефектом в виде измененной длины l центрального регулярного

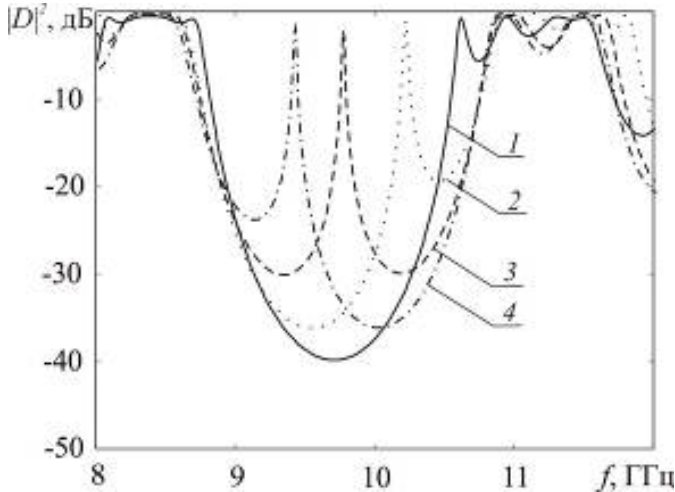


Рис. 5.23. Частотные зависимости коэффициента прохождения фотонного кристалла при различной длине нарушенного слоя l , мм: 2 – 14; 3 – 17; 4 – 20 и без нарушения – 1; $L = 23$ мм; $d = 10$ мм; $s = 4.0$ мм; $h = 1.0$ мм; $\epsilon = 9.6$ [10]

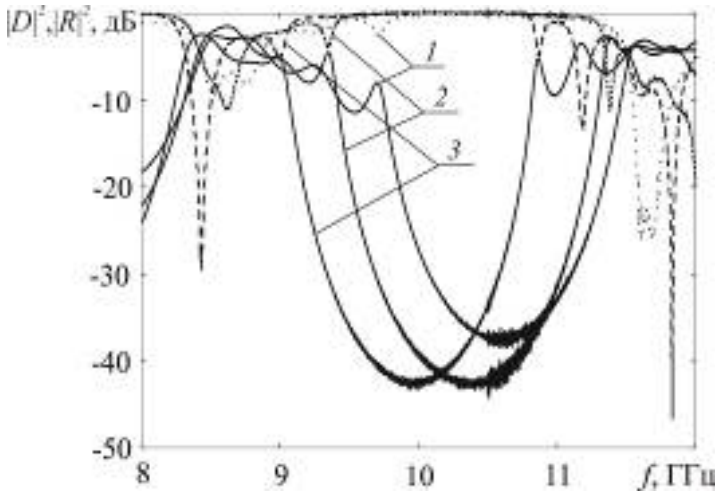


Рис. 5.24. Экспериментальные частотные зависимости коэффициентов отражения $|R|^2$ (штриховые, пунктирные и штрихпунктирные кривые) и прохождения $|D|^2$ (сплошные кривые) брэгговской структуры при различной длине регулярных отрезков волновода d , мм: 1 – 2; 2 – 5; 3 – 10; $L = 23$ мм; $s = 4.0$ мм; $h = 1.0$ мм; $\epsilon = 9.6$ [10]

отрезка волновода. Как следует из эксперимента, создание дефекта в фотонном кристалле в виде центрального отрезка регулярного волновода увеличенной длины приводит к возникновению пика пропускания в запрещенной зоне и увеличению её ширины (кривые 2 на рис. 5.25). На рис. 5.25 также приведены АЧХ брэгговской структуры без нарушения (кривые 1).

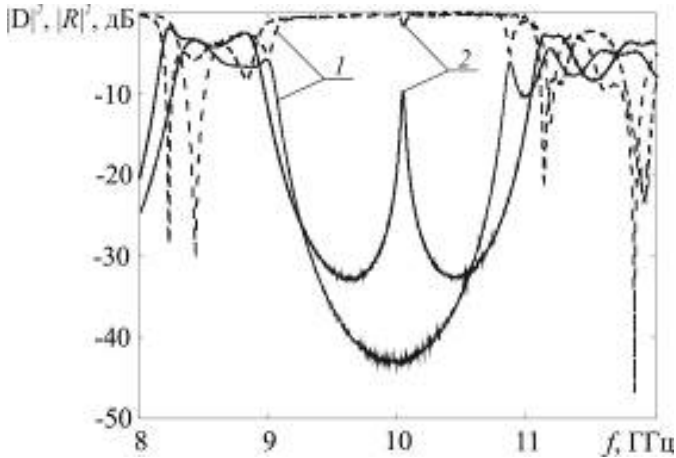


Рис. 5.25. Экспериментальные частотные зависимости коэффициентов отражения $|R|^2$ (штриховые кривые) и прохождения $|D|^2$ (сплошные кривые) брэгговской структуры при наличии нарушения в виде измененной длины центрального регулярного отрезка волновода $l = 17$ мм (2) и без нарушения (1). $L = 23$ мм; $d = 10$ мм; $s = 4.0$ мм; $h = 1.0$ мм; $\epsilon = 9.6$ [10]

Сравнение результатов эксперимента, представленных на рис. 5.24 и рис. 5.25, и результатов расчета, представленных на рис. 5.22 и рис. 5.23, свидетельствует об их хорошем количественном соответствии.

Таким образом, можно считать возможность создания брэгговской структуры в СВЧ-диапазоне на основе чередующихся отрезков волноводно-щелевой линии передачи и регулярных отрезков волновода теоретически обоснованной и экспериментально доказанной.

Список литературы к главе 5

1. *TaeYeoul, Kai Chang*. Uniplanar one-dimensional photonic-bandgap structures and resonators // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2001. Vol. 49, № 3. P. 549–553.

2. Мухортов, В. М., Масычев С. И., Маматов А. А., Мухортов Вас. М. Электрически перестраиваемый фотонный кристалл на основе копланарного волновода с наноразмерной сегнетоэлектрической пленкой // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 20. С. 70–76.
3. Mollaha Md. Nu., Karmakar N. C., Fu J. S. Uniform circular photonic bandgap structures (PBGs) for harmonic suppression of a bandpass filter // Intern. J. of Electron. and Communicat. (AEU). 2008. Vol. 62. P. 717–724.
4. Chul-Sik Kee, Jae-Eun Kim, Hae Yong Park, Lim H. Roles of Wave Impedance and Refractive Index in Photonic Crystals with Magnetic and Dielectric Properties // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1999. Vol. 47, № 11. P. 2148–2150.
5. Беляев Б. А., Сержантов А. М. Исследование коэффициентов связи резонаторов в микрополосковой модели одномерной сверхрешетки // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50, № 8. С. 910–917.
6. Nemaï Chandra Karmakar, Mohammad Nurunnabi Mollah. Investigations Into Nonuniform Photonic-Bandgap Microstripline Low-Pass Filters // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2003. Vol. 51, № 2, P. 564–572.
7. Беляев Б. А., Волошин А. С., Шабанов В. Ф. Исследование добротности резонанса примесной моды в микрополосковой модели одномерного фотонного кристалла // Доклады Академии наук. 2005. Т. 403, № 3. С. 319–324.
8. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С., Куликов М. Ю., Пономарев Д. В. Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для измерения параметров жидкостей // Журн. техн. физики. 2010. Т. 80, вып. 8. С. 143–148.
9. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С., Романов А. В., Куликов М. Ю., Пономарев Д. В. Фотонные структуры в СВЧ-диапазоне и их применение для измерения параметров композитов с включениями из углеродных нанотрубок и жидких диэлектриков // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 3. С. 26–34.
10. Усанов Д. А., Никитов С. А., Скрипаль А. В., Рязанов Д. С. Брэгговские сверхвысокочастотные структуры на волноводно-щелевых линиях // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61, № 4. С. 1–6.
11. А.с. 1283878 СССР МКИ4 Н01Р 1/22. /. Виненко В. Г., Усанов Д. А. СВЧ ограничитель. Опубл. 15.01.1987. Б.и. № 2. С. 248.
12. Виненко В. Г., Федосеева Л. А., Усанов Д. А. Расчет волноводно-щелевой линии передачи миллиметрового диапазона длин волн // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1979. Вып. 3. С. 81–83.
13. Усанов Д. А., Никитов С. А., Скрипаль А. В., Пономарев Д. В. Резонансные особенности в разрешенных и запрещенных зонах сверхвысокочастотного фотонного кристалла с нарушением периодичности // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58, № 11. С. 1071–1076.

Глава 6

ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СВЧ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Возможность управления амплитудно-частотными характеристиками (АЧХ) СВЧ фотонных кристаллов открывает перспективу расширения их области применения. Такая возможность рассматривалась, в частности, в [1]. Авторы [1] взяли за основу конструкцию СВЧ фотонного кристалла, используемую в [2] в качестве фильтра. Эта конструкция представляла собой периодическим образом размещенные в прямоугольном волноводе шаблоны в виде матрицы из $n \times t$ металлических дисков (рис. 6.1).

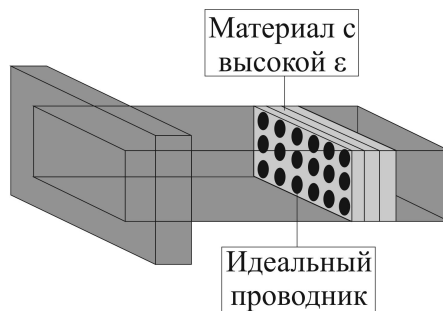


Рис. 6.1. Фильтр на основе напечатанной металлодиэлектрической структуры с фотонной запрещенной зоной, помещенный в прямоугольный волновод

Авторы [1] в своих экспериментах использовали шаблоны из $n \times t = 1 \times 2, 2 \times 4, 3 \times 6$ металлических дисков и шаблоны в виде узкой металлической полоски, расположенной в E -плоскости волновода перпендикулярно его широкой стенке. В качестве материала образующих фотонный кристалл слоев использовались пенопласт, поликор (Al_2O_3)

(толщиной 1 мм) и поликристаллический железо-иттриевый гранат (ЖИГ) (толщиной 1 мм). Пластины из этих материалов полностью заполняли волновод по поперечному сечению. Измерения проводились в диапазоне частот 7.8–12.5 ГГц. Толщина слоев металлизации составляла от 1 до 20 мкм. Для управления амплитудно-частотными характеристиками фильтра использовалось внешнее магнитное поле, направленное перпендикулярно широкой стенке волновода. Результаты перестройки АЧХ фильтра, состоящего из 6 слоев алюминиевой полоски шириной 0.5 мм, напыленной на поликоровую пластину той же ширины, иллюстрируются на рис. 6.2. Металл располагался между

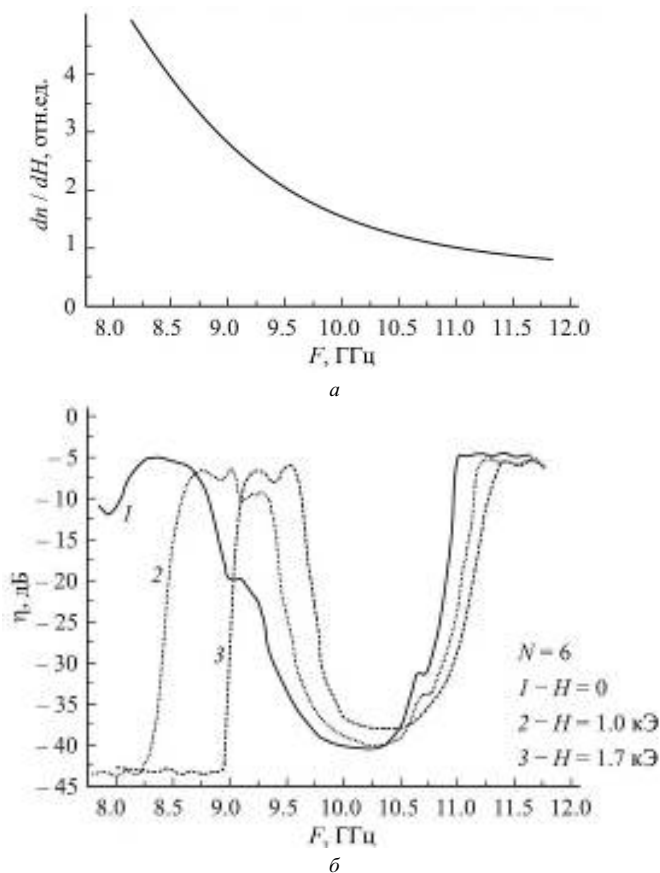


Рис. 6.2. Перестройка фильтра во внешнем поле: а – сдвиг АЧХ, б – нормированная скорость сдвига АЧХ

ферритовой и поликоровой пластинами. Как следует из результатов, приведенных на рис. 6.2, авторам [1] удалось получить полосу пропускания фильтра ~ 0.5 ГГц при потерях ~ 6 дБ и потерях в полосе запираания ~ 40 – 43 дБ. Соответствующие зависимости для металлических шаблонов и 2×4 дисков приведены на рис. 6.3.

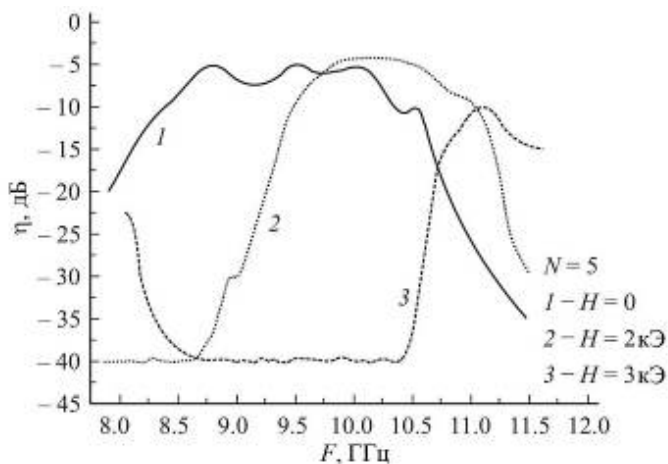


Рис. 6.3. Перестройка полосы пропускания фильтра на основе структуры с фотонной запрещенной зоной под действием внешнего магнитного поля H

Управление АЧХ в рассматриваемых структурах происходит вследствие увеличения действительной части магнитной восприимчивости феррита с ростом магнитного поля. Это приводит к росту концентрации СВЧ поля в феррите и увеличению фазового сдвига волны при ее прохождении через ферритовую пластину и, как следствие, сдвигу АЧХ.

Авторы [3] привели результаты исследования поведения волноводной одномерной диэлектрической фотонной структуры с пластиной феррита в качестве дефекта. Исследовались АЧХ в диапазоне частот 35–55 ГГц. В качестве дефекта использовались пластины из бариевого гексаферрита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, из гексаферрита $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$ со структурой магнетоплюмбита – ферритов с высокой одноосной анизотропией и из поликристаллического железо-иттриевого феррит-граната (ЖИГ). Диэлектрическая структура состояла из четырех слоев «пенопласт (ϵ_1, d_1) – поликор (ϵ_2, d_2)». Ферритовая пластина размещалась между второй и третьей парами слоев (рис. 6.4). Структура помещалась в волновод сечением 5.2×2.6 мм².

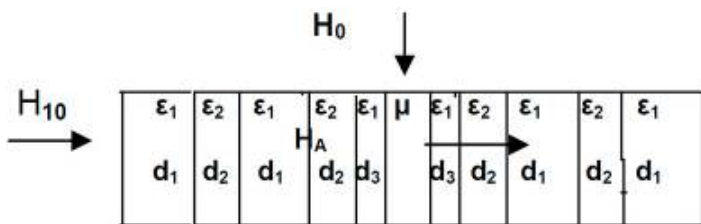


Рис. 6.4. Одномерная диэлектрическая фотонная структура с дефектом

АЧХ исследуемых структур с различного типа пластин в качестве дефектов приведены на рис. 6.5. Для пластины из ЖИГ и из $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, в отсутствии магнитного поля наблюдались пики пропускания с затуханием на центральной частоте соответственно в 1.8 и 1.4 дБ и шириной полосы пропускания на уровне 3 дБ ~ 300 и ~ 500 МГц. Для пластин $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$ значение затухания составляло ~ 10 дБ при гораздо более широкой полосе.

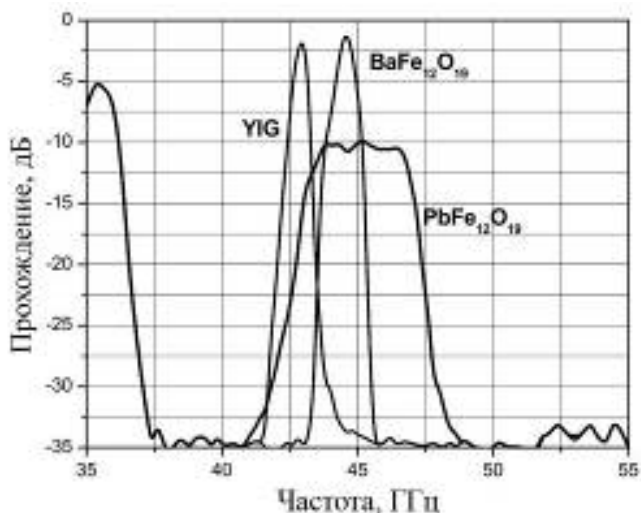


Рис. 6.5. Пики пропускания в запрещенной зоне для трех ферритовых пластин

Частотой пика пропускания, как показано авторами [3], можно управлять, изменяя величину внешнего магнитного поля. Для ферритов с высокой анизотропией величина смещения частоты в центре области пропускания в сторону низких частот составляла ~ 4 ГГц при

изменении магнитного поля примерно на 0.9 Тл. Пик полосы пропускания при использовании пластины из ЖИГ незначительно смещался при этом в сторону более высоких частот (рис. 6.6).

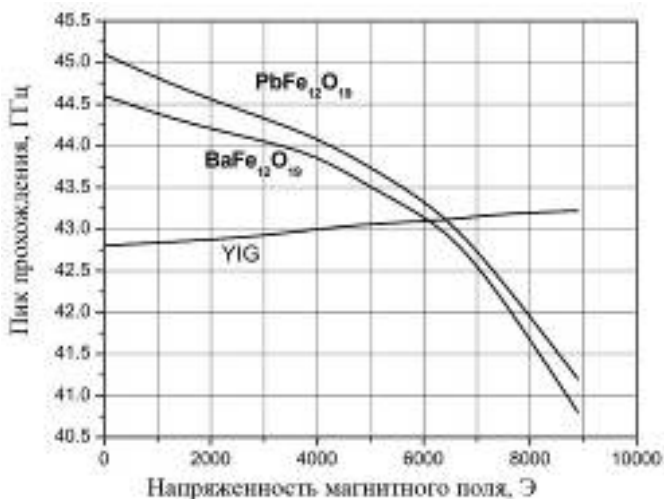


Рис. 6.6. Зависимость частоты пика пропускания в запрещенной зоне фотонной структуры от магнитного поля для трех марок феррита

Авторы [4] в качестве управляющего элемента СВЧ фотонного кристалла использовали тонкие сегнетоэлектрические пленки, диэлектрическая проницаемость которых достигает нескольких тысяч. Так, диэлектрическая проницаемость пленок состава $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$, как отмечали авторы [4], при приложении напряжения ~ 20 В может изменяться более чем в 3 раза. Толщина используемых авторами [4] пленок составляла 40 нм. СВЧ фотонный кристалл представлял собой последовательно соединенные отрезки копланарного волновода с волновыми сопротивлениями 50 и 20 Ω . Проводники волновода наносились на гетероструктуру из монокристалла MgO толщиной 0.5 мм и пленки $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ толщиной 40 нм. В окрестности частот 14 и 12 ГГц наблюдались запрещенные зоны, а в окрестности 28 ГГц наблюдался минимум вносимых потерь. На рис. 6.7 приведены полученные авторами [4] экспериментальные зависимости модулей коэффициентов отражения S_{11} и передачи S_{21} исследованного фотонного кристалла при отсутствии напряжения смещения (0 В) и при приложении смещения 40 В. Из приведенных на этом рисунке результатов следует,

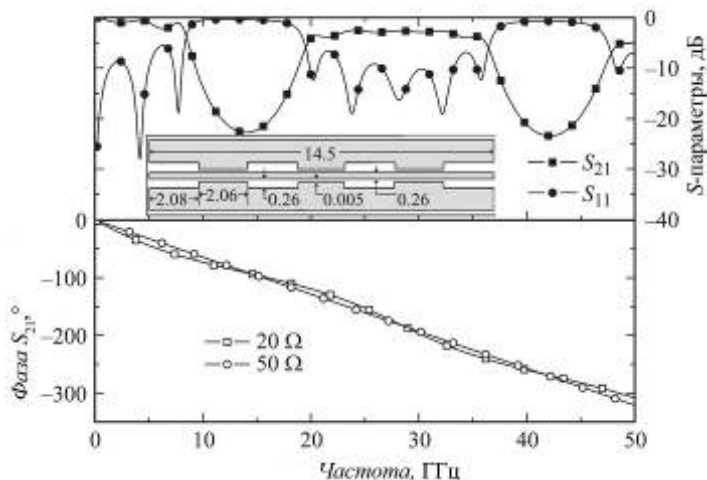


Рис. 6.7. Рассчитанные фазочастотные характеристики отрезков копланарного волновода, образующих период фотонного кристалла, и частотные зависимости модулей коэффициентов отражения S_{11} и передачи S_{21} фотонного кристалла. На вставке – топология фотонного кристалла

что центральная частота фотонной запрещенной зоны при приложении смещения смещается вверх по диапазону на 0.75 ГГц. На рис. 6.8 приведена измеренная авторами [4] зависимость фазы S_{21} от частоты при напряжении смещения 0 и 40 В. Из приведенных результатов следует, что в полосе частот 18–38 ГГц возможна электрическая перестройка фазы $\sim 100^\circ$.

В [5] показана возможность создания волноводного фотонного кристалла с перестраиваемым частотным положением окна прозрачности, связанным с нарушением периодичности в фотонном кристалле, и управляемым с помощью $p-i-n$ -диодов величиной затухания в этом окне. Был создан 11-слойный СВЧ фотонный кристалл, предназначенный для работы в 3-сантиметровом диапазоне длин волн, представляющий собой 11 чередующихся слоев поликора ($\epsilon = 9.6$) толщиной 1 мм и пенопласта ($\epsilon = 1.1$) толщиной 12 мм. Нарушение периодичности обеспечивалось использованием в качестве шестого слоя пластины из пенопласта уменьшенной толщины. Рассчитанные спектры прохождения кристалла для различных значений толщины шестого слоя приведены на рис. 6.9. На рис. 6.10 представлены рассчитанные частотные зависимости модуля S_{21} и фазы $\arg S_{21}$ коэффициента прохождения для значения толщины 6-го слоя 3 мм.

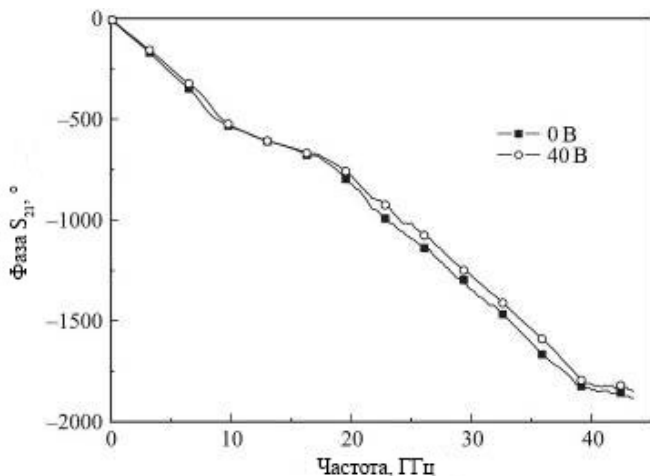


Рис. 6.8. Экспериментальные частотные зависимости модулей коэффициентов отражения S_{11} и передачи S_{21} фотонного кристалла, полученные при отсутствии напряжения смещения (0 В) на пленке $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$ и в случае приложения к пленке напряжения смещения 40 В

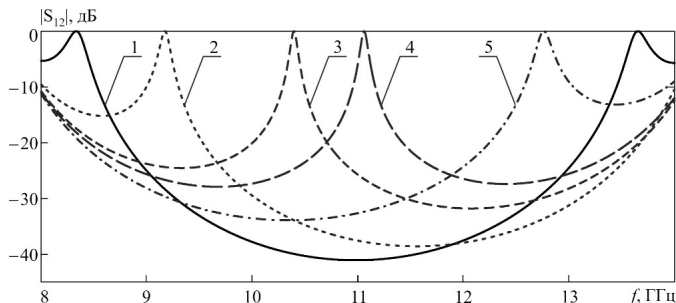


Рис. 6.9. Расчетные зависимости квадрата модуля коэффициента прохождения 11-слойного фотонного кристалла «поликор-пенопласт» для различных значений толщины нарушенного 6-го слоя, d_6 , мм: 2 – 7.0, 3 – 4.0, 4 – 3.0, 5 – 1.0. Кривая 1 соответствуют фотонному кристаллу без нарушений

Для реализации управления величиной пропускания в полосе прозрачности использовалась $p-i-n$ -диодная матрица тип М34216-1 [6], которая включалась в волноводный тракт совместно с фотонным кристаллом (рис. 6.11).

К матрице $p-i-n$ -диодов прикладывалось управляющее напряжение, регулируемое в диапазоне 0–700 мВ. Изображенная на рис. 6.11 структура размещалась в волноводе трехсантиметрового диапазона

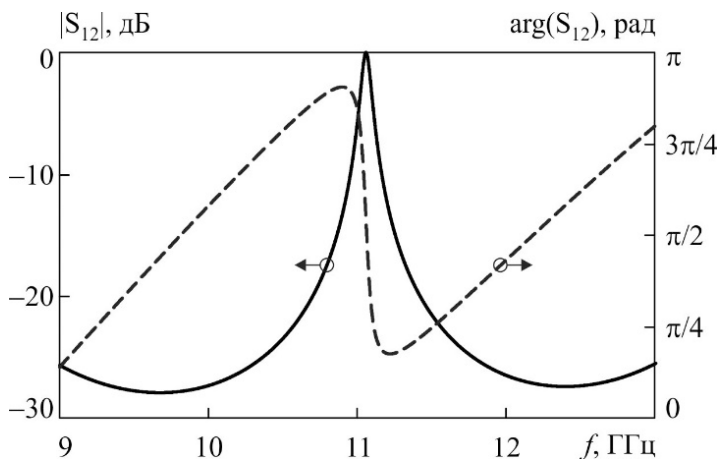


Рис. 6.10. Расчетные частотные зависимости модуля (сплошная линия) и фазы (пунктирная линия) коэффициента прохождения 11-слоистого фотонного кристалла «поликор-пенопласт» для толщины нарушенного 6-го слоя $d_6 = 3$ мм

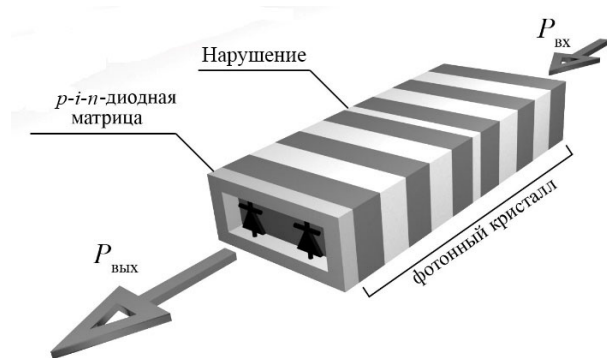


Рис. 6.11. Расположение фотонного кристалла и $p-i-n$ -диодной матрицы

и через коаксиально-волноводный переход подключалась к 50-омному коаксиальному тракту векторного анализатора цепей Agilent PNA-L N5230A. С помощью этого анализатора измерялись частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения. Матрица $p-i-n$ -диодов в отсутствие напряжения смещения вносит слабое возмущение в фотонный кристалл и его характеристики остаются практически неизменными. С увеличением напряжения смещения это возмущение на-

растает в связи с обогащением i -области носителями заряда, и характерное для фотонного кристалла резонансное пропускание уменьшается. Экспериментальные частотные зависимости $|S_{12}|$, $\arg S_{12}$ и $|S_{11}|$, $\arg S_{11}$ приведены на рис. 6.12 для различных значений напряжения смещения на p - i - n -диоде при толщине нарушенного слоя $d_6 = 5$ мм.

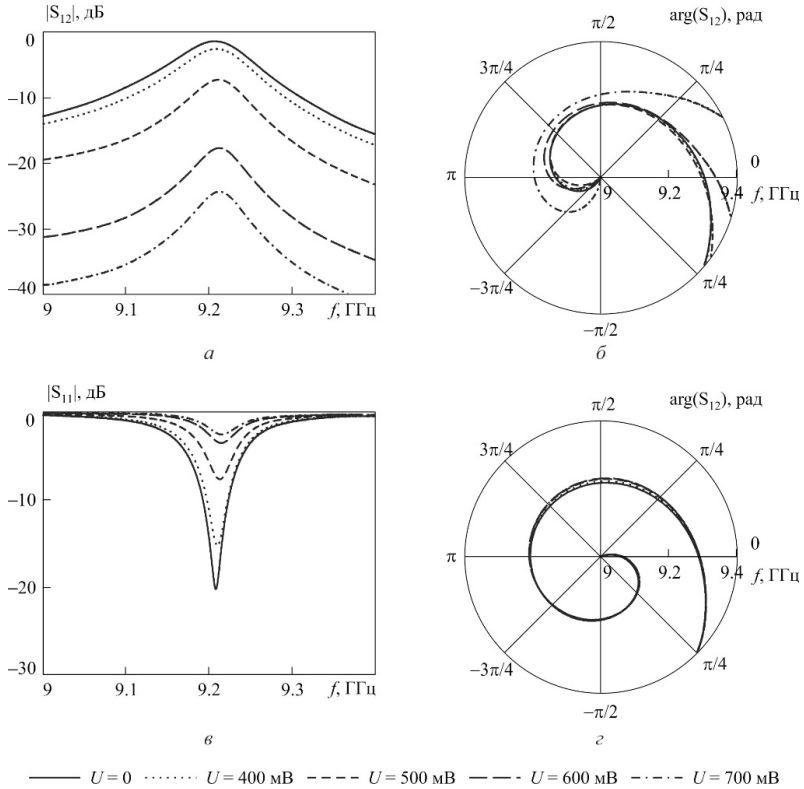


Рис. 6.12. Экспериментальные зависимости модуля (a , ϵ) и фазы (b , ζ) коэффициента прохождения (a , b) и отражения (ϵ , ζ) электромагнитного излучения в области окна прозрачности фотонного кристалла для различных значений величины напряжения на p - i - n -диоде, $d_6 = 5.5$ мм

Из приведенных на рис. 6.12 результатов следует, что использование СВЧ фотонного кристалла позволяет создать СВЧ-переключатель с электрически регулируемыми характеристиками от -1.5 до -25 дБ при изменении напряжения смещения на p - i - n -диодах от 0 до 700 мВ.

Список литературы к главе 6

1. Бритун Н. В., Данилов В. В. Электронное управление параметрами структуры с фотонной запрещенной зоной // ПЖТФ. 2003. Т. 29, вып. 7. С. 27–32.
2. Kuriazidou C. A., Contopanagos H. F., Alexopolos N. G. Monolithic waveguide filters using printed photonic-bandgap materials // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2001. Vol. 49, № 2. P. 297–306.
3. Данилов В. В., Лаунец В. Л., Олейник В. В. Волноводная фотонная структура с магнитным управлением // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: междунар. Крымская конф.: в 2 т. Севастополь: Вебер, 2007. Т. 2. С. 558–569.
4. Мухортов В. М., Масычев С. И., Маматов А. А., Мухортов Вас. М. Электрически перестраиваемый фотонный кристалл на основе копланарного волновода с нано-размерной сегнетоэлектрической пленкой // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 20. С. 70–76.
5. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С., Скворцов В. С., Мерданов М. К. Волноводные фотонные кристаллы с характеристиками, управляемыми p - i - n -диодами // Изв. вузов. Электроника. 2010. № 1. С. 24–29.
6. Выключатель М-34216–1 X-диапазона. URL: <http://www.oao-tantal.ru/tovar.php?id=3394> (дата обращения: 15.11.2016).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем учебном пособии с использованием анализа результатов теоретических и экспериментальных исследований, изложенных в многочисленных оригинальных публикациях, предложен подход к рассмотрению физических явлений в кристаллах, полупроводниковых сверхрешетках, СВЧ-структурах с запрещенными зонами (СВЧ фотонных кристаллах) с позиций общего для них свойства – периодичности в расположении образующих их структур. На основе предложенного подхода рассмотрены различные типы фотонных кристаллов: на прямоугольных волноводах с диэлектрическими вставками, на плоских линиях передачи, на волноводно-щелевых линиях, на волноводных резонансных диафрагмах. Показана возможность эффективного управления амплитудно-частотными характеристиками СВЧ фотонных кристаллов.

Предложенный подход позволяет обучающимся получить представления о физических принципах работы устройств, относящихся к различным направлениям радиоэлектроники, и более глубоко понять физический смысл явлений в смежных областях этой науки.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. Периодичность в расположении атомов в кристаллах, запрещенные и разрешенные энергетические зоны	4
Глава 2. Периодические структуры для уменьшения фазовой скорости волны–замедляющие системы	9
Список литературы к главе 2	11
Глава 3. Полупроводниковые сверхрешетки – «кристаллы, сделанные человеком»	12
Список литературы к главе 3	17
Глава 4. Одномерные СВЧ фотонные кристаллы на основе прямоугольных волноводов	18
Список литературы к главе 4	47
Глава 5. СВЧ фотонные кристаллы на основе плоских линий передачи	50
Список литературы к главе 5	70
Глава 6. Возможности управления характеристиками СВЧ фотонных кристаллов с помощью электрических и магнитных полей	72
Список литературы к главе 6	81
Заключение	82

Учебное издание

**Усанов Дмитрий Александрович,
Никитов Сергей Аполлонович,
Скрипаль Александр Владимирович,
Пономарев Денис Викторович**

**СВЧ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ –
НОВАЯ РАЗНОВИДНОСТЬ
ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР
В РАДИОЛЕКТРОНИКЕ**

*Учебное пособие для студентов,
магистрантов и аспирантов, обучающихся по направлениям
«Электроника и нанoeлектроника» и «Физика»*

Редактор *Е. А. Митенёва*
Технический редактор *Т. А. Трубникова*
Корректор *Е. Б. Крылова*
Оригинал-макет подготовил *И. А. Каргин*

Подписано в печать 30.01.2016. Формат 60 × 84¹/₁₆.
Усл. печ. л. 5.58 (6.00). Тираж 100. Заказ № ***.*.

Издательство Саратовского университета.
410012, Саратов, Астраханская, 83.
Типография Саратовского университета.
410012, Саратов, Б. Казачья, 112А.