

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК EBG-ВОЛНОВОДА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ С ЕМКОСТНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ

© 2023 г. В. И. Калинин^а, Е. В. Фролова^а, С. Е. Банков^{а, *}

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: sbankov@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.12.2020 г.

После доработки 01.12.2020 г.

Принята к публикации 25.01.2021 г.

Рассмотрены EBG-волноводы, образованные в двумерно-периодической решетке емкостных металлических цилиндров, расположенных между двумя металлическими экранами. Цилиндры имеют зазор между одним из торцов и экраном. Показано, что нижние критические частоты таких волноводов смещаются вверх в сравнении с соответствующим волноводом в решетке сплошных цилиндров, что обусловлено возможностью распространения в решетке замедленных волн в первой зоне ее прозрачности. Критические частоты волн во второй зоне прозрачности емкостной решетки лежат ниже, чем в решетке сплошных цилиндров. Исследованы зависимости дисперсионных диаграмм и величины затухания основной волны от величины зазора. Показано, что в большей части рабочего диапазона дисперсионные кривые и характеристики затухания практически такие же, как у волновода без зазоров в стенках. Решена задача возбуждения EBG-волновода в емкостной решетке стандартным металлическим волноводом и рассчитан уровень их согласования в полосе частот в зависимости от величины зазора. Определена рабочая полоса EBG-волновода для разных периодов решетки с учетом требуемого уровня согласования и ограничения сверху высшим типом волны металлического волновода. Показано, что ее максимальное значение достигается при определенном периоде в зависимости от величины зазора.

DOI: 10.31857/S0033849423010060, EDN: CCUXBY

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Electromagnetic Bandgap (EBG) волновод представляет собой волноводный канал, сформированный в электромагнитном кристалле (ЭМК) [1]. Такой кристалл может иметь структуру двумерно-периодической решетки металлических цилиндров, расположенных между металлическими экранами плоского волновода (ПВ). EBG-волноводы могут быть сформированы путем удаления одного или нескольких рядов цилиндров из ЭМК. Полученные этим способом волноводные каналы было предложено называть N -рядными (однорядным, двухрядным, трехрядным и т.д.) в соответствии с числом удаленных рядов N . Исследованию EBG-волноводов в СВЧ-диапазоне посвящен ряд работ, некоторые из которых представлены в [2–4]. В последующих работах [5–7] эти исследования были продолжены с использованием программы трехмерного электромагнитного моделирования, основанной на методе конечных элементов. Были построены численные модели и исследованы дисперсионные диаграммы и распределения полей волн некоторых типов

EBG-волноводов в ЭМК. Изучали волноводы, ориентированные вдоль главных оптических осей кристалла [5], диагонально-ориентированные волноводы [6] и волноводы в ЭМК с треугольной сеткой [7].

В упомянутых работах исследованы волноводы в ЭМК из сплошных металлических цилиндров между экранами ПВ. Ранее также рассмотрены двумерно-периодические структуры, образованные емкостными цилиндрами, в которых существует зазор между торцами цилиндров и примыкающим к ним экраном [8–10]. При использовании ЭМК в виде решетки из емкостных цилиндров отпадает необходимость обеспечения надежного гальванического контакта между цилиндрами и экраном, что позволяет в целом упростить технологию производства устройств на основе таких ЭМК и, в частности, волноводных каналов в них. Это особенно актуально в микроволновом диапазоне частот. В подтверждение этой идеи в [8] представлены первые результаты численного исследования конструкции волновода с зазором и канавкой (ЗК-волновод), включая дисперсионные диаграммы и рас-

пределения поля для различной геометрии канавки. Отмечено, что основное отличие этого волновода от обычных прямоугольных волноводов состоит в том, что нет необходимости в электрическом контакте между верхней и нижней пластинами, составляющими волновод. Это дает преимущество на высоких частотах при разработке резонаторов для фильтров и других компонентов, которые требуют изготовления волновода путем сборки из двух частей и, следовательно, требуют большого количества винтов для обеспечения хорошего проводящего контакта и предотвращения утечки. Эта работа явилась развитием предшествующей работы [9], в которой были представлены основные идеи того, как можно спроектировать локальные волноводы и линии передачи для распространения сигнала по желаемым траекториям в воздушной области между двумя металлическими экранами. В ней описаны основные типы волноводов с зазором, включая ЗК-волноводы. В статье [10] приведены результаты эксперимента, который показал, что волноводы с малыми зазорами в стенках имеют постоянную распространения почти такую же, как в волноводе без зазоров, однако у них наблюдается более сильное затухание.

В дальнейшем в работе [11] с помощью метода строгого численного моделирования были исследованы некоторые характеристики ЭМК из емкостных цилиндров с зазором между их торцами и экраном ПВ. В частности, было показано существование на определенных частотах последовательного резонанса в элементах решетки и проведено исследование зависимости частоты резонанса от величины зазора.

В [12] были проведены численные исследования, которые показали, что наличие зазора между торцом цилиндра и прилегающим экраном в емкостной решетке приводит к появлению в ней зоны прозрачности в области нижних частот, которая отсутствует в решетке сплошных цилиндров. Можно предполагать, что существование волн в этой зоне прозрачности в спектре собственных волн емкостной решетки должно сказываться на дисперсионных характеристиках волновода в ней. Кроме того, наличие поля в зазорах в стенках волновода также должно влиять на характеристики затухания волноводной моды (см. [10]). Поэтому представляет интерес определить характеристики волновода в емкостной решетке, используя строгий численный метод электродинамического моделирования.

В данной статье исследован трехрядный ЗК-волновод, образованный путем удаления трех рядов цилиндров из однородной двумерно-периодической решетки. Сравнивая его с описанной в [8] конструкцией, отметим, что топологии волноводов там и здесь одинаковы, однако в [8] рассматривался однорядный (в принятых здесь тер-

минах) волновод, образованный удалением одного ряда цилиндров из однородной решетки.

Цель данной работы — изучить дисперсионные характеристики и характеристики затухания, а также определить диапазон одномодового режима волновода. Интерес представляют зависимости этих характеристик от величины зазора в емкостных цилиндрах, образующих решетку и стенки волновода. Кроме того, рассмотрена задача возбуждения ЕВГ-волновода в емкостной решетке стандартным металлическим волноводом и рассчитан уровень их согласования в полосе частот в зависимости от величины зазора. Интерес представляет также определение рабочей полосы ЕВГ-волновода с учетом заданного уровня согласования и высшего типа волны возбуждающего металлического волновода и исследование зависимости этой полосы от величины зазора и периода решетки.

2. СТРУКТУРА, МОДЕЛЬ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Волновод в ЭМК можно представить в виде канала в решетке из металлических цилиндров (рис. 1а), образуемого путем удаления одного или нескольких рядов цилиндров из однородного ЭМК. Будем исследовать трехрядный волновод, который образуется путем удаления трех рядов цилиндров. В идеализированной модели стенки волновода представляют двумерно-периодические (полубесконечные) решетки цилиндров. Численное исследование характеристик волновода проведем на модели со стенками конечной ширины, состоящими из трех рядов цилиндров (рис. 1б). Цилиндры расположены между двумя параллельными экранами, образующими плоский волновод (ПВ) в области между ними.

Введем следующие обозначения: P — период решетки, D — диаметр цилиндров, d — величина зазора между торцами цилиндров и одним из экранов, h — расстояние между экранами. С боков структура ограничена металлическими стенками. Соответствующая электромагнитная модель была составлена на основе программы HFSS (<https://ansys.com>).

Кратко опишем метод расчета дисперсионных характеристик волновода (см. также в [5–7]). Граничная задача решается для одной ячейки структуры (см. рис. 1б). На двух стенках, ограничивающих структуру в направлении распространения волны (вдоль оси x) и отстоящих на величину P , установлены условия периодичности, связывающие поля на них. В граничных условиях имеется параметр, задающий фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ на длине периода. Постоянная распространения волны β определяется через фазовый сдвиг как $\beta = \Delta\varphi/P$. Граничная задача на собственные значения реша-

ется с помощью алгоритма поиска собственных значений в программе HFSS. В результате решения находим собственную частоту f , соответствующую заданному значению $\Delta\phi(\beta)$ в объеме выделенной ячейки. При отсутствии тепловых потерь в стенках и цилиндрах собственные частоты имеют действительные значения. Задавая разные значения $\Delta\phi$, определяем соответствующие им собственные частоты. Зависимость $\beta(f)$ представляет собой искомым дисперсионную характеристику собственной волны волновода.

3. ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Сначала рассмотрим дисперсию собственных волн, которые могут распространяться в однородной двумерно-периодической решетке из цилиндров с зазорами. Ограничимся волнами в первых двух полосах прозрачности [12]. Отметим, что первая полоса прозрачности решетки в области низких частот существует только в случае конечных по величине зазоров и отсутствует при нулевом зазоре. Поэтому при отсутствии зазора волна решетки может распространяться только в области достаточно высоких частот.

На рис. 2 представлены дисперсионные диаграммы собственных волн в первой полосе прозрачности решетки с параметрами $P = 6$, $D = 3$, $h = 10$ для трех значений величины зазора d . Здесь и ниже все размеры приведены в миллиметрах. Величина периода выбрана так, чтобы ширина волноводного канала в трехрядном волноводе, образуемом при удалении трех рядов цилиндров, соответствовала ширине стандартного прямоугольного металлического волновода X -диапазона 23×10 . Из аналогичных соображений соответствия размеров обоих волноводов по высоте выбрана величина h . При исследовании дисперсионных характеристик диаметр цилиндров D может быть выбран достаточно произвольно. Выберем его так, чтобы отношение D/P составляло 0.5. Величина зазора ограничена сверху значением $d = 3$, чтобы избежать возбуждения волны решетки в нижней части рабочего диапазона волновода (см. ниже). По определению, отношение β/k характеризует коэффициент замедления волны (β — ее постоянная распространения, k — волновое число свободного пространства). Значениям $\beta/k < 1$ соответствуют быстрые волны, значениям $\beta/k > 1$ — медленные волны. Из рис. 2а видно, что волны в первой полосе прозрачности решетки являются замедленными.

На рис. 3 представлены дисперсионные диаграммы собственных волн решетки во второй полосе прозрачности для тех же величин зазора. Там же для сравнения приведена дисперсия волны решетки в случае нулевого зазора $d = 0$. Видно, что полоса прозрачности решетки в этом случае ле-

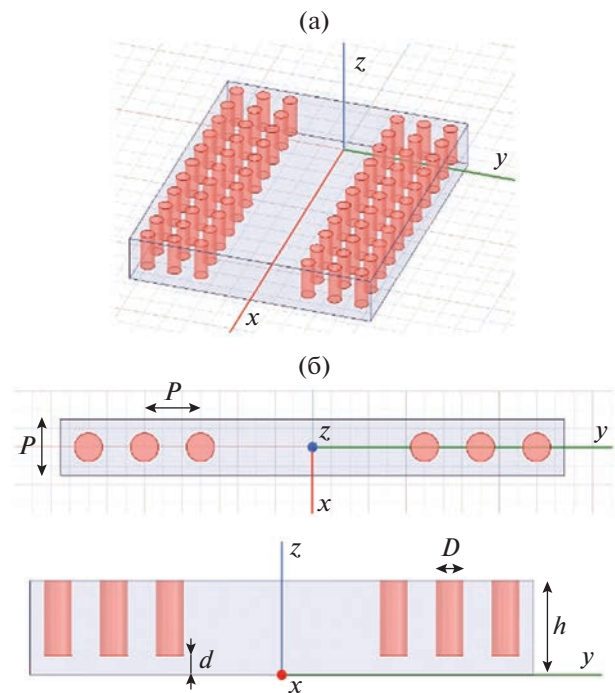


Рис. 1. Волноводный канал в двумерно-периодической решетке из емкостных цилиндров (а), модель волновода с конечной шириной стенок и структура единичной ячейки в двух сечениях (б); волна распространяется вдоль оси x .

жит намного выше по частоте, чем в случае ненулевых зазоров. Волны во второй полосе прозрачности являются быстрыми волнами в большей части полосы их распространения.

Из приведенных на рис. 2, 3 результатов следует, что канал в емкостной решетке может служить волноводом и направлять волну только в определенном диапазоне частот, который зависит от величины зазора. Этот частотный диапазон лежит между верхней частотой первой полосы прозрачности и нижней частотой второй полосы прозрачности. Для принятых параметров структуры эти частоты равны 6.44 и 14.21 ГГц для $d = 1$; 7.61 и 13.87 ГГц для $d = 2$; 8.67 и 13.86 ГГц для $d = 3$. Для решетки без зазоров $d = 0$ первая полоса прозрачности отсутствует, а зона распространения волн в такой решетке лежит выше частоты 31.95 ГГц (см. рис. 3б). Поэтому критическая частота волновода в решетке с $d = 0$ определяется параметрами P , D , h и шириной волноводного канала. В данном случае для трехрядного волновода с параметрами $P = 6$, $D = 3$, $h = 10$ критическая частота равна 6.76 ГГц.

На рис. 4 представлены дисперсионные характеристики волновода в диапазоне частот 6...14 ГГц для трех значений величины зазора в стенках, а также дисперсия волновода при отсутствии зазора.

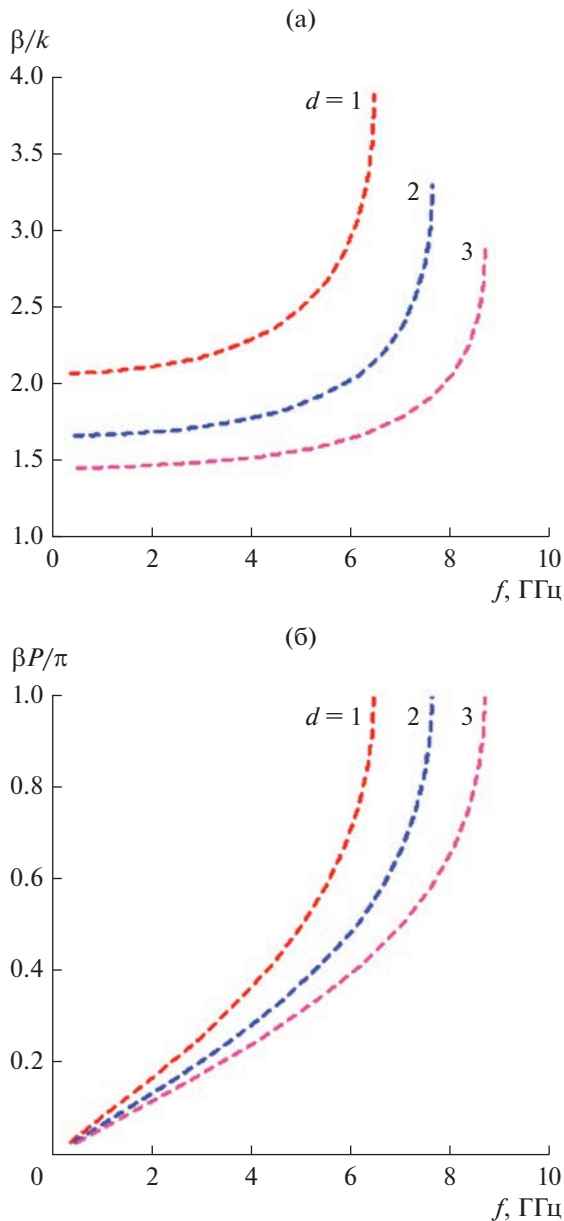


Рис. 2. Дисперсия собственных волн решетки в первой полосе прозрачности для величин зазора $d = 1, 2, 3$: а — коэффициент замедления, б — нормированный фазовый сдвиг на периоде.

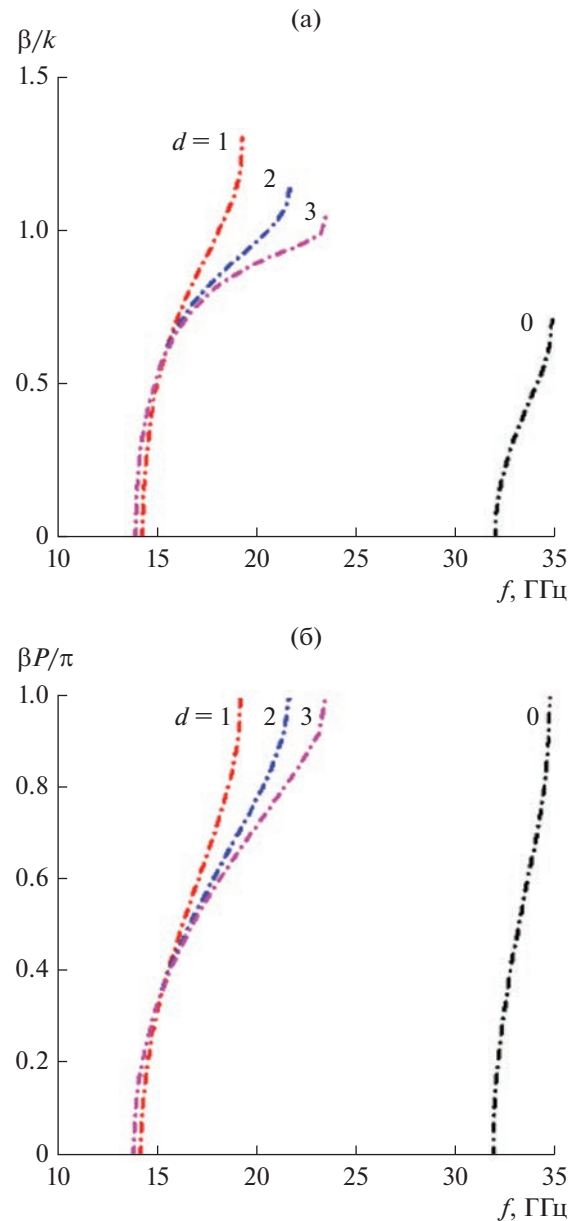


Рис. 3. Дисперсия собственных волн решетки во второй полосе прозрачности для величин зазора $d = 1, 2, 3, 0$: а — коэффициент замедления, б — нормированный фазовый сдвиг на периоде.

Как показывают расчеты, критические частоты волновода для $d = 1, 2, 3$ равны соответственно 7.57, 8.10 и 8.79 ГГц. Следует отметить, что эти критические частоты должны быть выше соответствующих верхних частот первой зоны прозрачности решетки. Исходя из этого наибольшая величина зазора в данном рассмотрении выбрана $d = 3$.

На рис. 5 приведены дисперсионные характеристики волновода и волн решетки в первой и второй полосах ее прозрачности для трех значений величины d (дисперсионные кривые для $d = 0$

не представлены). Расчеты показывают, что дисперсионные диаграммы волн решетки во второй зоне прозрачности для разных d на некоторых частотах в области выше 15 ГГц пересекают соответствующие дисперсионные кривые волновода (на рис. 5 эти области пересечения кривых не обозначены). На частотах, лежащих выше частоты пересечения, волноводная мода начинает вытекать в стенки волновода в виде волн, распространяющихся в решетке во второй полосе ее прозрачности, при этом волновод становится вытекающим, а постоянная распространения волны — ком-

плексной величиной. Исследование дисперсионных характеристик волновода в этой области частот не входит в задачу данной работы.

Следует отметить, что частота, выше которой волна начинает вытекать из канала в стенки волновода, не определяет его верхнюю рабочую частоту. Расчеты показывают, что диапазон одномодового режима волновода ограничен сверху частотой возникновения высшего по ширине (нечетного) типа волны, при этом снизу он ограничен критической частотой основной волны. Это справедливо и для случая $d = 0$. Значения критических частот волн для разных d , которые определяют диапазон одномодового режима волновода, приведены в табл. 1.

Как следует из таблицы, в решетке емкостных цилиндров одномодовый диапазон волновода сужается в сравнении с соответствующим волноводом в решетке сплошных цилиндров. Например, отношение верхней и нижней частот для $d = 1$ равно ≈ 1.8 , а для случая $d = 0$ оно равно ≈ 2 .

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ

Рассмотрим структуру поля основной волны волновода и ее изменение с изменением частоты. На рис. 6 приведены рассчитанные распределения амплитуды электрического поля в поперечном сечении волновода на трех частотах, соответствующих разному фазовому сдвигу на длине периода, при величине зазора $d = 1$. На критической частоте волновода (рис. 6а) поле распределено не только внутри волноводного канала, но и существенная его часть между двух первых рядов цилиндров, т.е. оно достаточно сильно проникает в стенки волновода. Максимальная напряженность поля наблюдается в зазорах ближайшего к волноводу ряда цилиндров. С ростом частоты поле волны становится в основном сосредоточенным внутри канала с максимумом напряженности в центральной его части (рис. 6б). При этом некоторая часть поля распределена также в области между двумя примыкающими к каналу рядами цилиндров и в зазоре граничащего с каналом ряда. При дальнейшем увеличении частоты поле вновь начинает перераспределяться в большем объеме, включающем не только канал, но и стенки волновода. Рас-

Таблица 1. Критические частоты первых двух типов волн трехрядного волновода для разных величин зазора d

d , мм	F_{c1} , ГГц	F_{c2} , ГГц
0	6.76	13.51
1	7.57	13.61
2	8.10	13.53
3	8.79	13.53

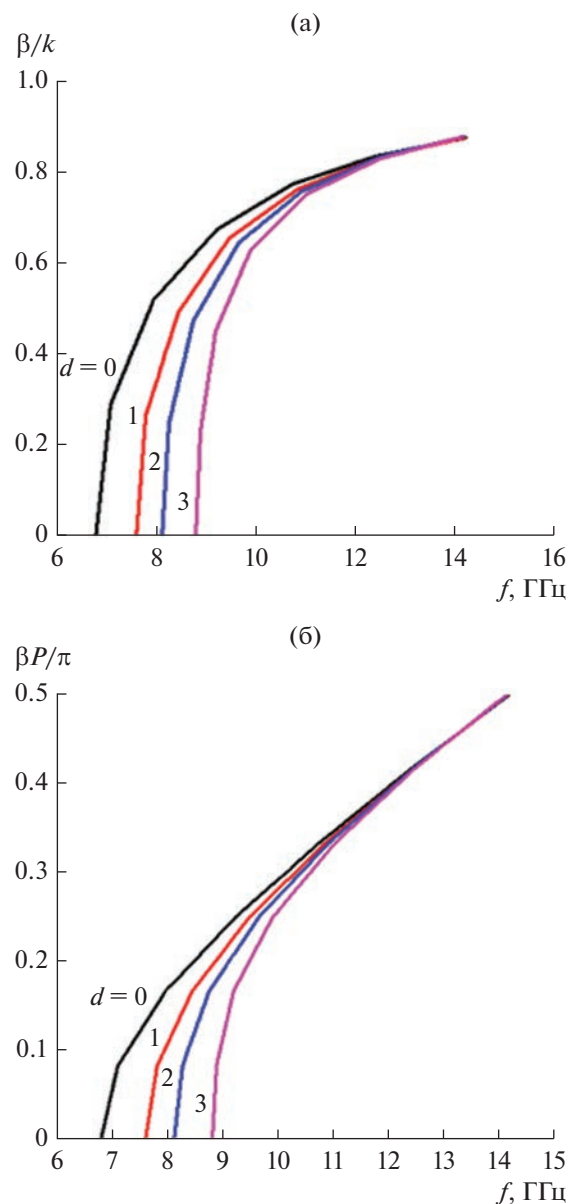


Рис. 4. Дисперсия основной волны трехрядного волновода с параметрами $P = 6$, $D = 3$, $h = 10$ для величин зазора $d = 1, 2, 3, 0$: а – коэффициент замедления, б – нормированный фазовый сдвиг на периоде.

пределение на рис. 6в построено на частоте вблизи частоты пересечения дисперсионных кривых волновода и волн решетки для $d = 1$. Как было указано выше, на этой частоте начинается вытекание волны из канала в стенку волновода, и представленное на рис. 6в распределение наглядно иллюстрирует это явление.

Поляризация поля волны внутри волноводного канала преимущественно вертикальная, а в примыкающих к каналу областях стенок она вертикальная в зазорах и горизонтальная в промежутках между боковыми поверхностями цилиндров.

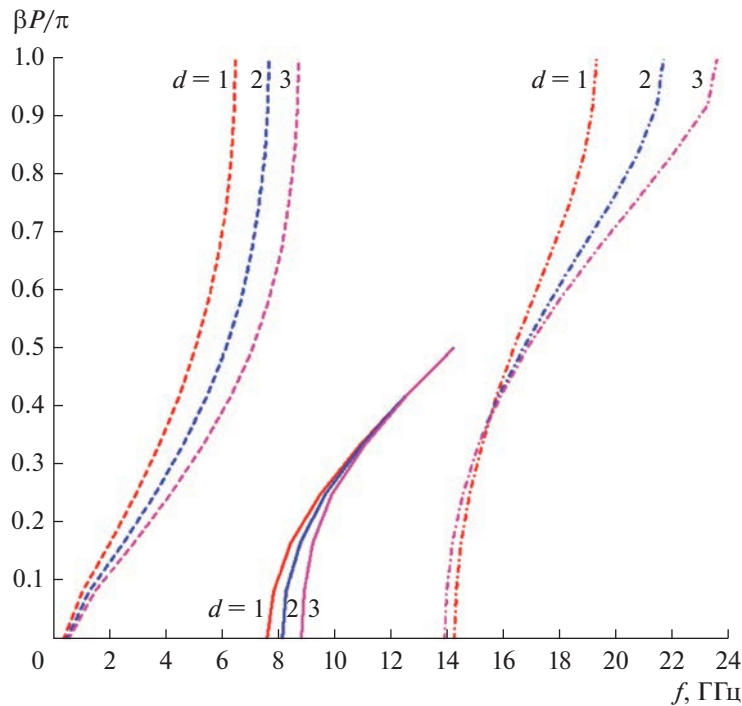


Рис. 5. Дисперсия основной волны трехрядного волновода (сплошные кривые) и собственных волн решетки в первой (штриховые) и во второй полосе прозрачности (штрих-пунктирные) для величин зазора $d = 1, 2, 3$.

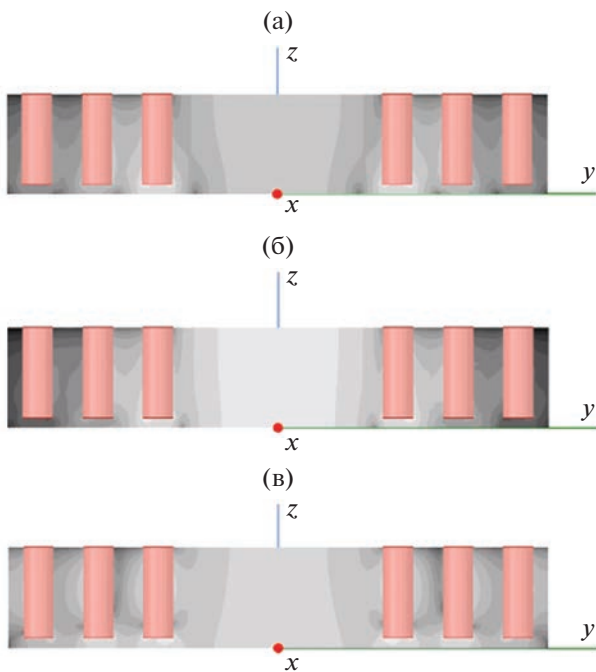


Рис. 6. Распределения амплитуды поля основной волны в поперечном сечении трехрядного волновода с параметрами $P = 6$, $D = 3$, $h = 10$ для зазора $d = 1$ на разных частотах: а – 7.570 ГГц (критическая частота, фазовый сдвиг 0°), б – 10.846 ГГц (фазовый сдвиг 60°), в – 17.755 ГГц (фазовый сдвиг 120°).

5. КОЭФФИЦИЕНТ ЗАТУХАНИЯ

Наряду с дисперсионными характеристиками и распределением поля также представляет интерес изучить коэффициент затухания волны в волноводе. Существование поля в малых зазорах между торцами цилиндров и экраном в стенках волновода должно приводить к дополнительному росту тепловых потерь волны. Поэтому были проведены расчеты погонного затухания для разных величин зазоров, а также для волновода при отсутствии зазоров. Для расчета тепловых потерь в волноводе используем тот же метод собственных частот, который применяли выше при расчете дисперсионных характеристик. В этом случае собственные частоты становятся комплексными величинами. Мнимая часть частоты обусловлена существованием тепловых потерь в объеме эквивалентного резонатора. Коэффициент затухания волны в волноводе может быть рассчитан по формуле [13]

$$\alpha = (\pi/Q)[\operatorname{Re}(f)/v_g],$$

где $Q = \operatorname{Re}(f)/[2\operatorname{Im}(f)]$ – добротность эквивалентного резонатора с объемом, равным объему выделенной ячейки волновода (см. рис. 1б), $\operatorname{Re}(f)$, $\operatorname{Im}(f)$ – действительная и мнимая части собственной частоты, $v_g = d\omega/d\beta$ – групповая скорость волны в волноводе, $\omega = 2\pi\operatorname{Re}(f)$.

На рис. 7 представлена частотная зависимость коэффициента затухания в волноводе для разных

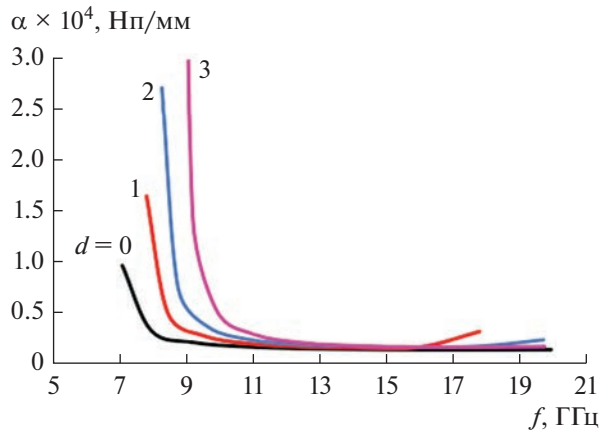


Рис. 7. Коэффициент затухания волны в трехрядном волноводе с параметрами $P = 6$, $D = 3$, $h = 10$ для величин зазора $d = 1, 2, 3, 0$; материал цилиндров и экранов — алюминий.

значений зазора в его стенках. В качестве материала цилиндров и экранов выбран алюминий (проводимость 3.8×10^7 См/м). Там же для сравнения приведена характеристика затухания для волновода при отсутствии зазора. Эти результаты показывают, что даже при наличии зазоров затухание волны в волноводе является достаточно малой величиной в основной части его рабочего диапазона. На этих частотах большая часть мощности волны распространяется в воздушном канале, и ее поле лишь незначительно проникает в стенки. Например, для $d = 1$ на частоте 10.846 ГГц с соответствующим распределением поля на рис. 6б величина затухания волны составляет $\alpha \approx 0.2$ дБ/м. В нижней части диапазона вблизи критической частоты поле сильнее проникает в стенки, и за счет большей концентрации поля в зазорах затухание волны возрастает. В отсутствие зазоров $d = 0$ волна затухает слабее. Расчеты показывают, что в случае меньших зазоров (например, при $d = 0.1$ и 0.5) соответствующие кривые затухания лежат между кривыми для $d = 0$ и 1 (на рис. 7 не показаны).

6. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ВОЛНОВОДОМ

Теперь проведем расчет уровня согласования трехрядного EBG-волновода со стандартным прямоугольным металлическим волноводом. Как и при исследовании дисперсионных диаграмм, электромагнитная модель для решения данной задачи была составлена на основе программы HFSS (рис. 8). Модель содержит секцию трехрядного волновода конечной длины с параметрами $P = 6$, $D = 3$, $h = 10$ с величиной зазора d в стенках и два отрезка стандартного волновода на входе и выходе сечением 23×10 . Все металлические поверхности в данной модели предполагаем идеаль-

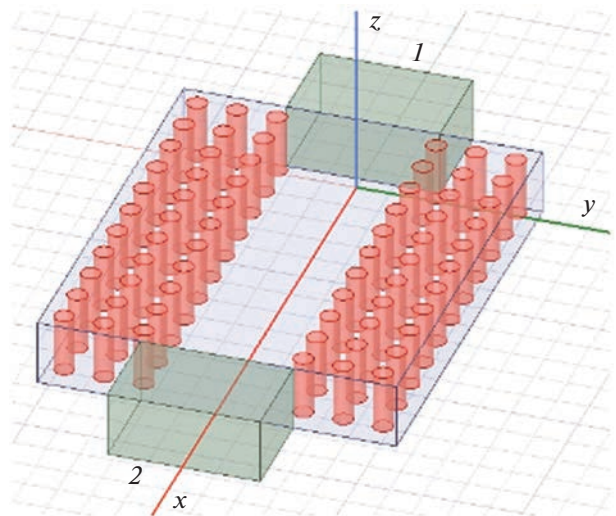


Рис. 8. Модель для расчета матрицы рассеяния секции трехрядного EBG-волновода, состыкованного с двумя прямоугольными металлическими волноводами; 1, 2 — номера портов.

но проводящими. Для решения задачи возбуждения необходимо задать порты на входе и выходе структуры. Здесь используем волновые порты 1 и 2 на торцах металлических волноводов. В результате решения получаем матрицу рассеяния размером 2×2 , в которой $S_{11} = S_{22}$ и $S_{12} = S_{21}$. Величина отражения $|S_{11}|$ от двух стыков позволяет судить об уровне отражения от каждого из них.

Результаты расчета коэффициента отражения по этой модели в полосе частот 7...13 ГГц для трех величин параметра d приведены на рис. 9. Как видно из рисунка, во всех этих случаях в нижней

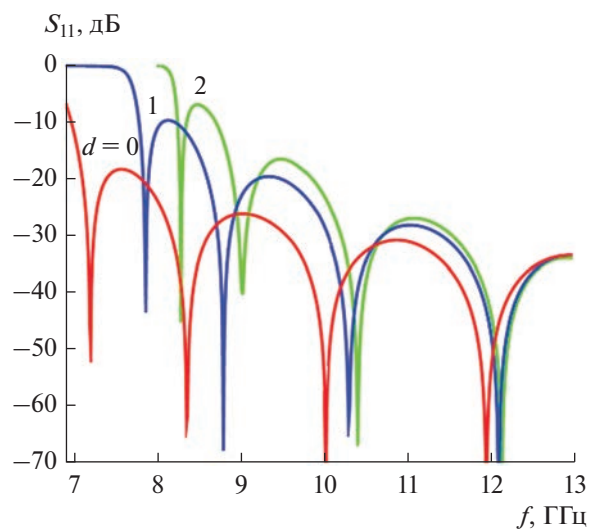


Рис. 9. Коэффициент отражения в структуре на рис. 8 для величин зазора $d = 0, 1, 2$.

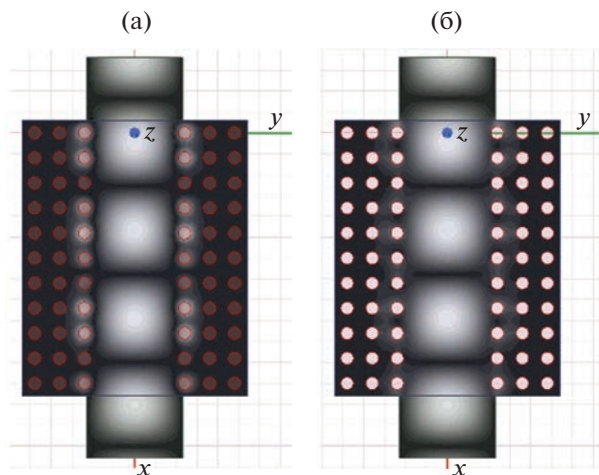


Рис. 10. Распределения амплитуды электрического поля в двух сечениях структуры с зазором в стенках $d = 1$ при возбуждении на частоте 10 ГГц: а – в плоскости нижнего экрана ($z = 0$), б – посередине высоты волноводов ($z = 5$).

части диапазона согласование отрезка волновода ухудшается. В рассмотренном диапазоне частот коэффициент отражения для ненулевых зазоров приближается к 1 (0 дБ) с приближением частоты к критической для соответствующего волновода: 7.57 ГГц для $d = 1$ и 8.10 ГГц для $d = 2$ (см. разд. 3). Пример распределения амплитуды электрического поля в двух продольных сечениях структуры с зазором $d = 1$ в стенках волновода на частоте возбуждения 10 ГГц показан на рис. 10.

Выше при рассмотрении собственных волн волновода мы определили полосу его одномодового режима как отношение критической частоты первого высшего по ширине (нечетного) типа волны к критической частоте основной волны (см. табл. 1). Здесь, рассматривая задачу возбуждения волновода, определим относительную полосу рабочих частот как отношение f_2/f_1 , где f_1 – значение нижней границы диапазона, соответствующее уровню согласования $S_{11} = -15$ дБ, f_2 – значение верхней границы, равное критической частоте высшего типа волны возбуждающего металлического волновода (для волновода 23×10 частота $f_2 \approx 13$ ГГц). На рис. 11 представлены результаты расчета этой величины от периода решетки для двух значений отношения D/P . Форма кривых обусловлена кусочно-непрерывной аппроксимацией дискретных зависимостей нижней частоты f_1 от периода P . Как следует из этих расчетов, с увеличением величины зазора между цилиндрами и экраном ПВ нижняя граница смещается вверх по частоте, что приводит к уменьшению относительной полосы рабочих частот волновода.

Из этих расчетов также следует интересный вывод о том, что полоса частот волновода со стенка-

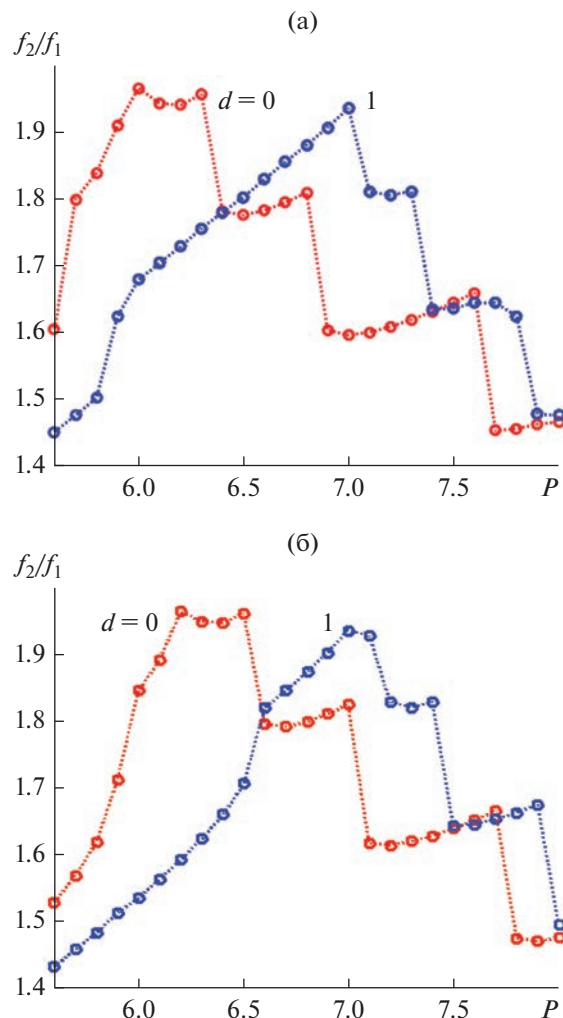


Рис. 11. Зависимости относительной рабочей полосы частот волновода от периода решетки для $d = 0$ и 1 при $D/P = 0.4$ (а) и 0.5 (б).

ми из емкостных цилиндров может быть расширена с увеличением периода решетки. На рис. 11а, 11б видно, что оптимальные, с точки зрения максимальной относительной полосы частот, значения периода P для волновода со стенками из сплошных цилиндров при заданных $D/P = 0.4 \dots 0.5$ находятся в интервале $P = 6 \dots 6.5$ (кривые 1), а для волновода со стенками из емкостных цилиндров с зазором $d = 1$ оптимальное значение составляет $P \approx 7$ (кривые 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на примере трехрядного волновода показано, что EBG-волновод в решетке из емкостных цилиндров имеет особенности в сравнении с соответствующим волноводом в решетке сплошных цилиндров. Они обусловлены тем, что в емкостной решетке, образующей стенки волновода, в области низких частот имеется зона про-

зрачности, в которой могут распространяться замедленные волны, связанные с наличием зазоров и полей в них. Существование этих волн определяет диапазон рабочих частот волновода снизу. На достаточно высоких частотах волноводная мода начинает вытекать из канала в стенки волновода в виде волн решетки, распространяющихся во второй полосе ее прозрачности. На этих частотах волновод становится вытекающим. Нижние частоты второй зоны прозрачности в емкостной решетке лежат ниже, чем в решетке сплошных цилиндров. Однако раньше по частоте возникает высший по ширине (нечетный) тип волны волновода, критическая частота которой и ограничивает сверху его одномодовый диапазон. Как показано в статье, этот диапазон максимальный для волновода с нулевым зазором и сужается с ростом величины зазора.

Расчеты показали, что наличие зазоров в стенках влияет на дисперсионные характеристики и коэффициент затухания волновода, в основном в области нижних частот вблизи критической частоты, которая зависит от величины зазора. В большей же части рабочего диапазона эти характеристики практически такие же, как и у волновода без зазоров для всех рассмотренных величин зазоров, вплоть до 0.1 мм. Согласно расчетам, характерный уровень затухания в середине X -диапазона для волновода из алюминия составляет 0.2 дБ/м.

Решение задачи возбуждения EBG-волновода в емкостной решетке стандартным металлическим волноводом показало, что их согласование зависит от величины зазора. Для разных периодов решетки определена относительная рабочая полоса по уровню согласования –15 дБ на нижней частоте и с учетом ограничения сверху критической частотой высшего типа волны металлического волновода. Показано, что при этом максимальная полоса достигается при определенном периоде, который зависит от величины зазора в стенках EBG-волновода.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Банков С.Е. Электромагнитные кристаллы. М.: Физматлит, 2010.
2. Банков С.Е., Пангонис Л.И., Фролова Е.В. // РЭ. 2010. Т. 55. № 11. С. 1285.
3. Bankov S.E. // PIERs Proc. Moscow, Russia. August 18–21. 2009. P. 1680.
4. Банков С.Е., Калошин В.А., Фролова Е.В. // Журн. радиоэлектроники. 2009. № 3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar09/1/text.html>.
5. Банков С.Е., Калиничев В.И., Фролова Е.В. // РЭ. 2020. Т. 65. № 9. С. 852.
6. Банков С.Е., Калиничев В.И., Фролова Е.В. // РЭ. 2020. Т. 65. № 10. С. 951.
7. Банков С.Е., Калиничев В.И., Фролова Е.В. // РЭ. 2020. Т. 65. № 11. С. 1043.
8. Rajo-Iglesias E., Kildal P.-S. // Proc. Fourth European Conf. Antennas and Propagation. Barcelona 12–16 Apr. 2010. N.Y.: IEEE, 2010. Article № 887.
9. Kildal P.-S. // Proc. 2009 3rd European Conf. Antennas and Propagation (EuCAP). Berlin. 23–27 Mar. N.Y.: IEEE, 2009. P. 28.
10. Банков С.Е., Калошин В.А. // РЭ. 2010. Т. 55. № 4. С. 415.
11. Банков С.Е., Калиничев В.И., Фролова Е.В. // РЭ. 2019. Т. 64. № 9. С. 855.
12. Банков С.Е., Калиничев В.И., Фролова Е.В. // РЭ. 2020. Т. 65. № 6. С. 523.
13. Xu F., Patrovsky A., Wu K. // Microwave Opt. Technol. Lett. 2007. V. 49. № 9. P. 2180.