

## АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

УДК 621.396.67

### ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННА С ШИРОКИМ СЕКТОРОМ ЧАСТОТНОГО СКАНИРОВАНИЯ

© 2020 г. В. А. Калошин<sup>а</sup>, \*, В. И. Калиничев<sup>а</sup>, Д. Т. Ле<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

<sup>б</sup>Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет),  
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141701 Российская Федерация

\*E-mail: vak@cplire.ru

Поступила в редакцию 26.07.2019 г.

После доработки 26.07.2019 г.

Принята к публикации 25.08.2019 г.

Предложена и исследована линейная волноводно-щелевая антенна с сектором частотного сканирования  $180^\circ$ , которая выполнена в виде прямоугольного металлического волновода, заполненного двухслойным диэлектриком с периодическими скачками толщины одного из слоев и периодически расположенными вдоль волновода тройными поперечными щелями в широкой стенке. Сектор сканирования  $180^\circ$  достигается благодаря использованию двух режимов излучения: основной (нулевой) гармоники и минус первой гармоники пространственного спектра. Показано, что такая волноводно-щелевая антенна характеризуется высоким коэффициентом использования апертуры почти во всем секторе углов частотного сканирования.

DOI: 10.31857/S0033849420060133

#### ВВЕДЕНИЕ

Исследования антенн вытекающей волны проводились в течение длительного времени, что нашло отражение во многих публикациях (см., например, [1–4]). Одним из первых вариантов построения антенны этого типа является конструкция на основе волновода с продольной непрерывной щелью, в котором распространение волны в волноводе сопровождается ее излучением в переднее полупространство (излучение на нулевой гармонике). Режим излучения на минус первой пространственной гармонике обеспечивается при использовании периодической излучающей структуры [2, 3]. При этом антенна излучает в заднее полупространство, а излучение в переднее пространство ограничено однолучевым режимом сканирования (отсутствием паразитного излучения других пространственных гармоник). Частотное сканирование во всем секторе углов от  $-90^\circ$  до  $+90^\circ$  относительно нормали к излучающей апертуре на минус первой гармонике возможно лишь в случае заполнения волновода материалом с высокой диэлектрической проницаемостью ( $\epsilon > 9$ ) [4], что приводит к увеличению стоимости и тепловых потерь.

Широкий сектор частотного сканирования в антенне вытекающей волны можно получить также при излучении на нулевой гармонике основ-

ной моды прямоугольного металлодиэлектрического волновода, интегрированного в подложку (substrate integrated in waveguide, SIW) со щелями в широкой стенке [5]. При соответствующем выборе параметров волновода и щелей удастся реализовать режимы распространения прямой (в верхней части рабочего диапазона) и обратной (в нижней части диапазона) вытекающей волны, излучающих в широком секторе углов. Хотя теоретический сектор сканирования таких антенн составляет от  $-90^\circ$  до  $+90^\circ$ , в опубликованных работах приводятся данные о более узком секторе. Так, например, в [6] экспериментально реализованный сектор частотного сканирования составляет от  $-60^\circ$  до  $+60^\circ$  относительно нормали при изменении частоты от 8.6 до 12.8 ГГц. При этом данные об эффективности антенны отсутствуют.

В работе [7] была предложена волноводно-щелевая антенна с сектором частотного сканирования  $180^\circ$ . Такой сектор сканирования достигается определенным выбором параметров антенны, при котором обеспечиваются режимы излучения основной (нулевой) и минус первой гармоник пространственного спектра в диапазоне рабочих частот антенны, определяемым полосой однолучевого режима волновода. Антенна выполнена в виде заполненного диэлектриком прямоугольного металлического волновода с периодически расположенными парными поперечными щеля-

ми в широкой стенке. Парные поперечные щели в широкой стенке использованы для подавления эффекта “нормали”. В той же работе путем электродинамического моделирования найдены частотные зависимости нормированных диаграмм направленности, коэффициентов направленного действия (КНД) и матрицы рассеяния, которые подтвердили возможность реализации угла сканирования  $180^\circ$ . При этом частотная характеристика коэффициента отражения такой антенны имеет резонансный максимум в области перехода от одного режима излучения к другому. Исследование частотной зависимости коэффициента усиления (КУ) и коэффициента использования поверхности (КИП) антенны в работе [8] показало заметное снижение этих величин в значительной части частотного диапазона, обусловленное сильной частотной дисперсией постоянной затухания вытекающей волны, что приводит к неравномерному амплитудному распределению вдоль антенны и, соответственно, снижению величины КУ и КИП.

Цели данной работы: во-первых, подавить частотный резонанс коэффициента отражения антенны в области перехода от одного режима излучения к другому путем добавления третьей щели на периоде и оптимизации параметров щелей в структуре; во-вторых, снизить частотную дисперсию коэффициента затухания вытекающей моды за счет использования двухслойного диэлектрического заполнения с периодическим скачками толщины одного из слоев, уменьшив тем самым неравномерность ее амплитудного распределения вдоль антенны и повысив, вследствие этого, величины КУ и КИП в рабочем диапазоне частот.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В процессе решения задачи сначала рассматривались периодические структуры с тройными поперечными щелями на периоде и двумя видами однослойного диэлектрического заполнения волновода: 1) с однородным диэлектриком и 2) со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости в пределах периода. Численное моделирование показало, что второй вариант с полученными в результате оптимизации значениями диэлектрических проницаемостей позволяет реализовать достаточно слабо зависящий от частоты коэффициент затухания вытекающей волны и, соответственно, высокий КИП в широкой полосе частот, т.е. достичь поставленных в работе целей. Однако оказалось, что на практике сложно обеспечить требуемое кусочно-постоянное распределение диэлектрической проницаемости в волноводе, используя существующие однородные диэлектрики.

Поэтому основное внимание в данной работе было уделено исследованию антенны вытекающей

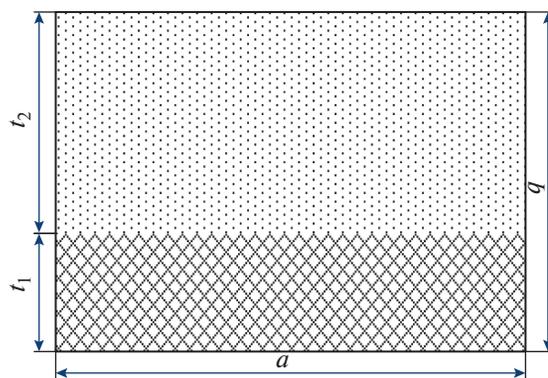


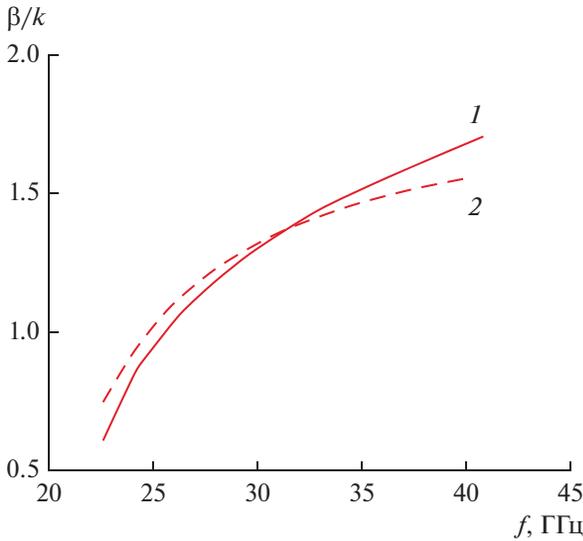
Рис. 1. Поперечное сечение двухслойного металлодиэлектрического волновода.

щей волны с двухслойным диэлектрическим заполнением по высоте волновода, при этом толщина одного из слоев в пределах периода изменяется скачкообразно, что приводит к скачкообразному изменению эквивалентной диэлектрической проницаемости в соответствии с требуемым распределением. Достоинством волновода с двухслойным диэлектрическим заполнением является возможность подбора эквивалентной диэлектрической проницаемости с использованием доступных на практике диэлектрических материалов.

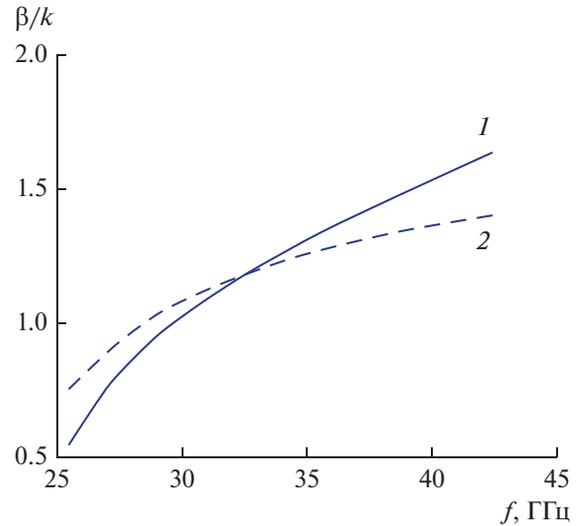
## 2. ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА С ДВУХСЛОЙНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

В данном разделе были исследованы дисперсионные характеристики металлического волновода, заполненного двумя слоями диэлектрика с проницаемостями  $\epsilon_1 = 9.8$  (поликор) и  $\epsilon_2 = 2.25$  (полиэтилен, полипропилен). Поперечное сечение волновода показано на рис. 1. Толщина первого слоя (из поликора)  $t_1 = 0.5$  мм, а толщина второго слоя  $t_2$  была подобрана с целью получения требуемых значений эквивалентной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\text{эКВ}} = 3.2$  и  $\epsilon_{\text{эКВ}} = 2.73$ , найденных путем предварительного моделирования структуры периода антенны с однослойным диэлектриком, который имеет скачкообразное изменение диэлектрической проницаемости в пределах периода.

Сначала определяли толщину  $t_2$  для реализации значения  $\epsilon_{\text{эКВ}} = 3.2$ . Для расчета дисперсионной характеристики волновода с двухслойным диэлектриком была использована методика расчета собственных частот эквивалентного резонатора [9]. Для этого выделяли отрезок волновода, и использовали периодические граничные условия на двух поперечных сечениях, а также условие идеальной проводимости на стенках волновода.



**Рис. 2.** Зависимость нормированной постоянной распространения от частоты: 1 – для волновода, заполненного двухслойным диэлектриком с параметрами  $\epsilon_1 = 9.8$ ,  $t_1 = 0.5$  мм,  $\epsilon_2 = 2.25$ ,  $t_2 = 1.1$  мм, 2 – для волновода, заполненного однородным диэлектриком ( $\epsilon = 3.3$ ).



**Рис. 3.** Зависимость нормированной постоянной распространения от частоты: 1 – для волновода с двумя диэлектрическими слоями с параметрами  $\epsilon_1 = 9.8$ ,  $t_1 = 0.5$  мм,  $\epsilon_2 = 2.25$ ,  $t_{21} = 0.75$  мм и воздушным слоем толщиной  $t_3 = 0.35$  мм, 2 – для волновода, заполненного однородным диэлектриком ( $\epsilon = 2.73$ ).

После нахождения резонансных частот, соответствующих тому или иному сдвигу фазы распространяющейся волны на гранях выделенного объема внутри волновода, определяли его дисперсионную характеристику для разных толщин  $t_2$ . Дисперсионная характеристика волновода сечением  $a \times b = 4.0 \times 1.6$  мм, заполненного двухслойным диэлектриком с толщиной слоев  $t_1 = 0.5$  мм и  $t_2 = 1.1$  мм, показана на рис. 2. Там же представлена дисперсионная характеристика волновода того же сечения, заполненного однородным диэлектриком с  $\epsilon = 3.3$ .

На рис. 2 видно, что при данных толщинах слоев имеет место пересечение кривых в центре диапазона и незначительное их расхождение во всем рабочем диапазоне. Это свидетельствует о близости значений фазовых скоростей обеих волноводных структур в рассматриваемом диапазоне частот. Отметим, что значение эквивалентной проницаемости  $\epsilon_{\text{эКВ}} = 3.3$  для данной двухслойной структуры немного выше значения 3.2, полученного для оптимального закона изменения диэлектрической проницаемости. Однако, как показали дальнейшие расчеты, это не приводит к ухудшению характеристик антенны.

Для получения значения  $\epsilon_{\text{эКВ}} = 2.73$  была уменьшена толщина второго слоя  $t_2$  в соответствующих сечениях волновода, при сохранении толщины первого слоя  $t_1 = 0.5$  мм. При этом в этих сечениях между вторым слоем и широкой стенкой волновода образуется дополнительный воздушный слой толщиной  $t_3 = b - t_1 - t_{21}$ , где  $b = 1.6$  мм,

$t_{21}$  – уменьшенная толщина второго слоя. На рис. 3 представлена рассчитанная дисперсионная характеристика для  $t_{21} = 0.75$  мм и толщины воздушного слоя  $t_3 = 0.35$  мм. Там же штриховой линией показана дисперсионная характеристика волновода того же сечения, заполненного однородным диэлектриком  $\epsilon = 2.73$ . Как и в предыдущем случае, пересечение дисперсионных кривых происходит в центре рабочего диапазона, однако за счет большей разницы в наклоне кривых расхождение фазовых скоростей на краях частотного диапазона несколько выше, чем в предыдущем случае (см. рис. 2).

### 3. ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ЩЕЛЕЙ

С использованием полученных выше результатов была проведена оптимизация положений и размеров щелей в модели волноводной ячейки (одного периода, рис. 4) с двумя слоями диэлектрика и скачкообразным изменением толщины одного из слоев на длине периода. Критерий оптимизации – подавление отражения на двух частотах, совпадающих с частотными резонансами коэффициента отражения антенны. Первый резонанс имеет место на частоте перехода из режима излучения основной гармоники в режим излучения минус первой гармоники, второй – на частоте излучения по нормали.

Период структуры (ячейка на рис. 4) содержит два отрезка волновода сечением  $4.0 \times 1.6$  мм и длиной  $p_2$ , заполненных описанным выше двух-

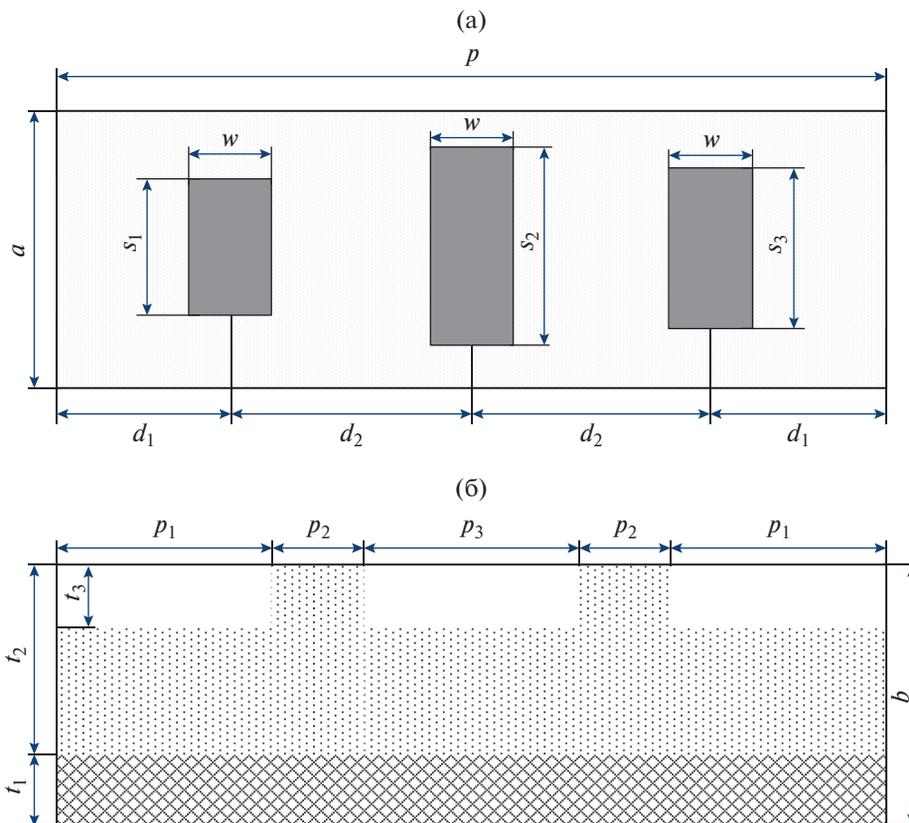


Рис. 4. Ячейка волновода с двухслойным диэлектриком и тремя щелями на периоде.

слоистым диэлектриком с эквивалентной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{\text{экв}} = 3.2$ , и три отрезка волновода (два отрезка длиной  $p_1$  – по краям периода и один – длиной  $p_3$  – в центре), заполненных диэлектриком с эквивалентной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{\text{экв}} = 2.73$  (за счет выреза высотой  $t_3$ , заполненного воздухом). Геометрические параметры структуры ячейки:  $p = 4.6$  мм,  $a = 4$  мм,  $b = t_1 + t_2 = 1.6$  мм,  $p_1 = 1.6$  мм,  $p_2 = 0.24$  мм,  $p_3 = 0.92$  мм,  $t_1 = 0.5$  мм,  $t_2 = 1.1$  мм,  $t_3 = 0.35$  мм,  $w = 0.5$  мм,  $s_1 = 1.95$  мм,  $s_2 = 2.38$  мм,  $s_3 = 2$  мм,  $d_1 = 1.35$  мм,  $d_2 = 0.95$  мм. На рис. 5 представлены частотные характеристики коэффициента отражения волноводной моды от ячейки двухслойного волновода с приведенными геометрическими параметрами (кривая 1) и от ячейки однослойного волновода со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде с геометрическими параметрами  $p = 4.62$  мм,  $a = 4.09$  мм,  $b = 1.78$  мм,  $p_1 = 1.35$  мм,  $p_2 = 0.59$  мм,  $p_3 = 0.74$  мм,  $w = 0.44$  мм,  $s_1 = 2.15$  мм,  $s_2 = 2.38$  мм,  $s_3 = 2.2$  мм,  $d_1 = 1.13$  мм,  $d_2 = 1.18$  мм (кривая 2).

На рис. 5 видно, что отражение от ячейки однослойного волновода со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде (кривая 2) показывает, что отражение по-

давлено на двух частотах, которые совпадают с резонансами периодического волновода, но при этом, как будет показано ниже, имеет место сильная дисперсия коэффициента затухания. Для ячейки двухслойного волновода были получены минимальные значения коэффициента отражения на двух частотах  $f_1 = 30.14$  ГГц и  $f_2 = 41.03$  ГГц, которые соответствуют двум резонансам решетки

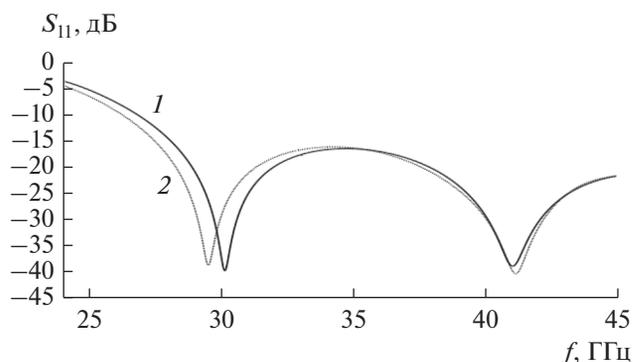
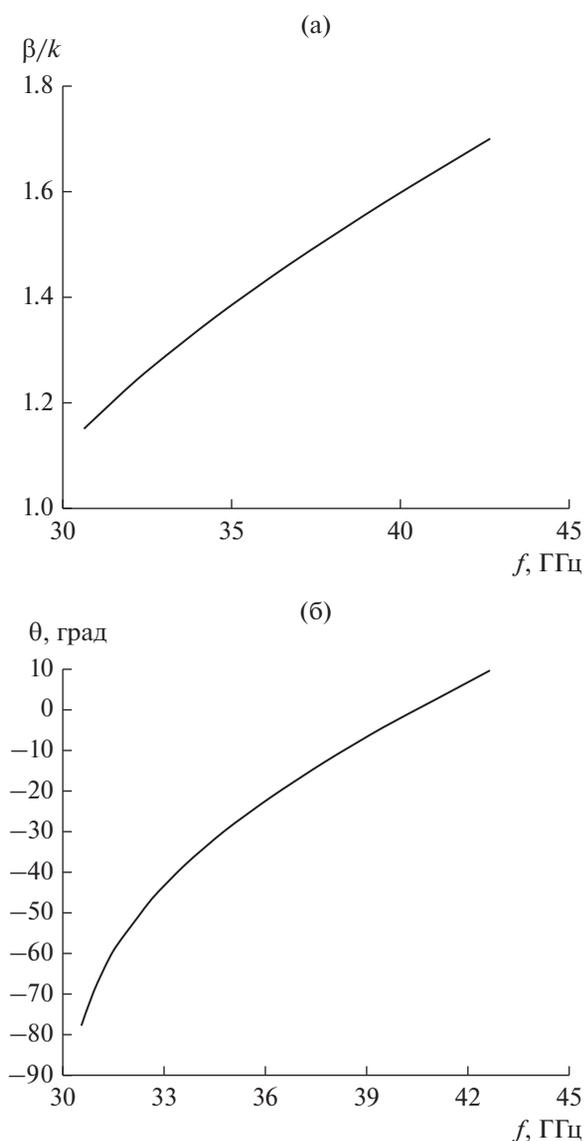


Рис. 5. Частотная зависимость коэффициента отражения волноводной моды от ячейки волновода: 1 – двухслойный волновод, 2 – волновод со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде.



**Рис. 6.** Частотная зависимость фазовой постоянной распространения (а) и угла излучения (б) вытекающей волны в двухслойном волноводе.

с периодом, показанным на рис. 4. Как видно из рис. 5, уровень отражения на обеих частотах не превышает  $-40$  дБ.

#### 4. ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДА ВЫТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНЫ

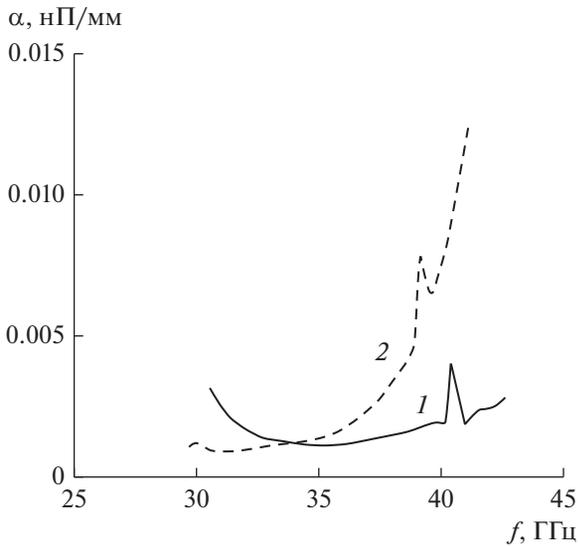
Для определения дисперсионных характеристик однослойного волновода со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде и двухслойного волновода вытекающей волны со структурой периода, показанной на рис. 4, были проведены расчеты комплексной постоянной распространения в соответствующем бесконечном периодическом волноводе. Для это-

го была использована методика, которая применялась ранее [8] для структуры с двумя поперечными щелями. При этом на двух поперечных сечениях, ограничивающих ячейку (период) в направлении распространения волны, задавались периодические граничные условия, а на боковых гранях воздушного объема, окружающего выделенную ячейку, — поглощающие слои. Используя метод конечных элементов и алгоритм поиска собственных значений в постановке задачи без источника, были рассчитаны собственные комплексные частоты эквивалентного резонатора, соответствующие тому или иному заданному сдвигу фазы на длине периода. При этом действительная часть частоты определяет фазовую постоянную распространения вытекающей моды, а мнимая часть — ее постоянную затухания (за счет излучения). Здесь и далее предполагается отсутствие тепловых потерь.

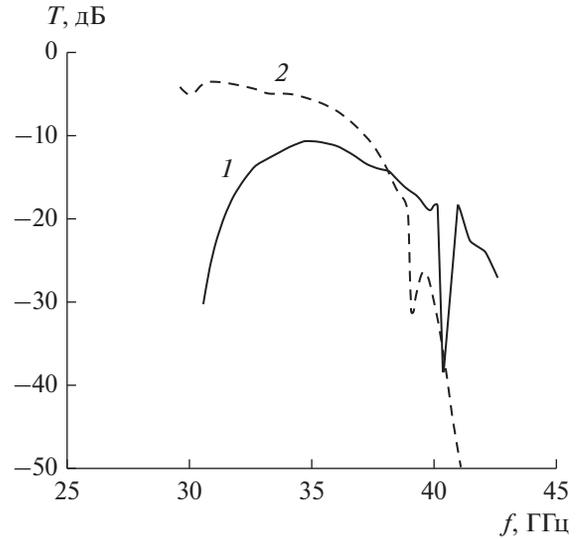
Результаты расчетов нормированной действительной части постоянной распространения вытекающей волны двухслойного волновода в диапазоне частот  $30.6...42.6$  ГГц представлены на рис. 6а. В этом диапазоне частот антенна вытекающей волны излучает на минус первой пространственной гармонике. Зависимость угла излучения от частоты, рассчитанная на основании постоянной распространения, приведена на рис. 6б. Как видно, угол излучения в данном диапазоне частот изменяется примерно от  $-77^\circ$  до  $10^\circ$ . Излучение по нормали  $\theta = 0^\circ$  происходит на частоте  $f \approx 40.42$  ГГц.

На рис. 7 показана частотная зависимость постоянной затухания вытекающей волны  $\alpha(f)$  двухслойного волновода (сплошная кривая). Для сравнения там же приведена постоянная затухания для однослойного волновода со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде (штриховая кривая). Важно отметить, что для двухслойного волновода зависимость  $\alpha(f)$  имеет плавный экстремум (минимум) в рассмотренной полосе частот. Это позволяет обеспечить более равномерную частотную характеристику по сравнению с волноводом со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде в той же частотной области (штриховая линия на рис. 7) и с волноводом вытекающей волны, исследованным в работе [8].

Следует также отметить, что величина коэффициента затухания для двухслойного волновода весьма мала, поэтому для достижения минимального уровня мощности в конце волновода требуется значительная длина антенны. Так, например, на частоте  $35$  ГГц величина  $\alpha \approx 1.14$  нП/м и для получения затухания  $-11$  дБ потребуются длина антенны примерно  $1.1$  м. В качестве иллюстрации на рис. 8 представлена частотная зависимость коэффициента прохождения  $T(f)$  для отрезка двухслойного волновода с  $240$  периодами



**Рис. 7.** Постоянная затухания вытекающей волны в зависимости от частоты для двухслойного (1) и однослойного (2) волноводов.



**Рис. 8.** Частотная зависимость коэффициента прохождения: 1 – для двухслойного волновода длиной 1104 мм (240 периодов), 2 – для однослойного волновода длиной 462 мм (100 периодов).

(длина антенны  $L = 1104$  мм) (сплошная кривая). Как видим, сплошная кривая на рисунке имеет участок с экстремумом, что соответствует достаточно слабой частотной зависимости коэффициента затухания  $\alpha$  на рис. 7. Также на рис. 8 показана частотная зависимость коэффициента прохождения для однослойного волновода со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости со 100 периодами (длина волновода 462 мм) (штриховая кривая). Для этого волновода имеет место стабильное поведение величины  $T$  в низкочастотной части диапазона и резкое ее снижение с дальнейшим ростом частоты, что соответствует резкому возрастанию коэффициента затухания  $\alpha$  на рис. 7.

### 5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННЫ

Используя представленную на рис. 7 зависимость коэффициента затухания вытекающей моды, можно рассчитать значения КУ и КИП волноводно-щелевой антенны, воспользовавшись приближенными аналитическими формулами [3]:

$$\begin{aligned}
 \text{КУ} = & \frac{4\pi N M P_x P_y}{\lambda^2} \frac{4 \left( \text{sh}^2 \left( \frac{\alpha N P_x}{2} \right) \right)}{\alpha N P_x \text{sh}(\alpha N P_x)} \times \\
 & \times \cos \theta_m (1 - \exp(-2\alpha N P_x)),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

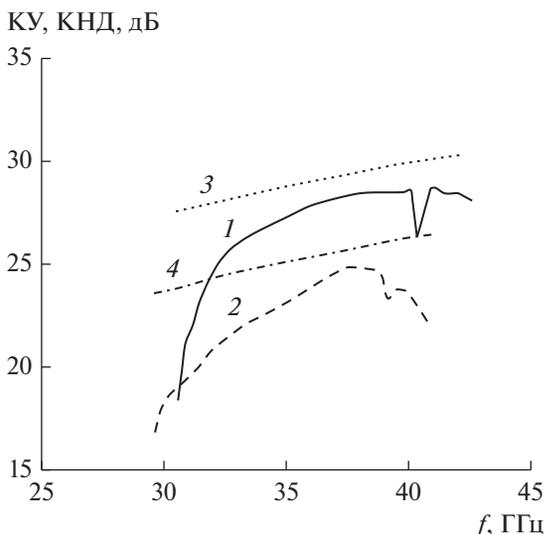
$$\begin{aligned}
 \text{КИП} = & \frac{4 \left( \text{sh}^2 \left( \frac{\alpha N P_x}{2} \right) \right)}{\alpha N P_x \text{sh}(\alpha N P_x)} \times \\
 & \times \cos \theta_m (1 - \exp(-2\alpha N P_x)),
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

где  $M$  – в общем случае число волноводов в двумерной решетке линейных антенн вытекающей волны (в данном случае  $M = 1$ ),  $N$  – число периодов вдоль волновода,  $P_x$  – период волновода,  $P_y$  – в общем случае расстояние между осями волноводов в решетке (в данном случае  $P_y$  равно ширине волновода  $a$ ),  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве,  $\alpha$  – обозначенный в [3] коэффициент затухания вытекающей волны,  $\theta_m$  – угол излучения.

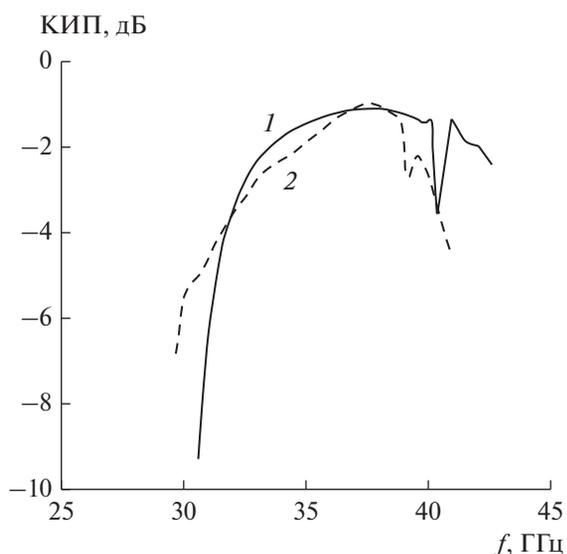
На рис. 9, 10 показаны рассчитанные по этим формулам частотные зависимости КУ, КНД соответствующей апертуры с равномерным амплитудно-фазовым распределением поля и КИП для двух типов антенн, соответствующих двум исследованным выше типам волноводов.

Как видно из рис. 10, величина КИП для антенны на основе двухслойного волновода достигает более высоких значений и имеет более слабую частотную зависимость в области частот от 32.5 до 40 ГГц.

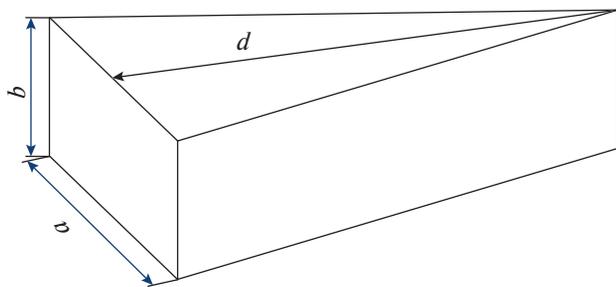
Для более точного исследования характеристик излучения антенны, построенной на основе двухслойного волновода, включая режим излучения на основной (нулевой) пространственной гармонике, и определения коэффициента отражения от входа было проведено численное моделирование с использованием метода конечных элементов. Антенна возбуждалась основной модой регулярного двухслойного металлодиэлектрического волновода. Поглощающая нагрузка на конце антенны отсутствует. Вместо этого используется клинообразный скос диэлектрика с проницаемостью  $\epsilon = 9.8$  (рис. 11) для перехода к полуму волноводу с открытым концом. Размеры скоса:  $a = 4$  мм,  $b = 1.6$  мм,  $d = 5.3$  мм.



**Рис. 9.** Частотные зависимости коэффициента усиления (1, 2) и направленного действия антенны (3, 4) для двухслойного (1, 3) и однослойного (2, 4) волноводов.



**Рис. 10.** Частотная зависимость величины КИП антенны для двухслойного (1) и однослойного (2) волноводов.



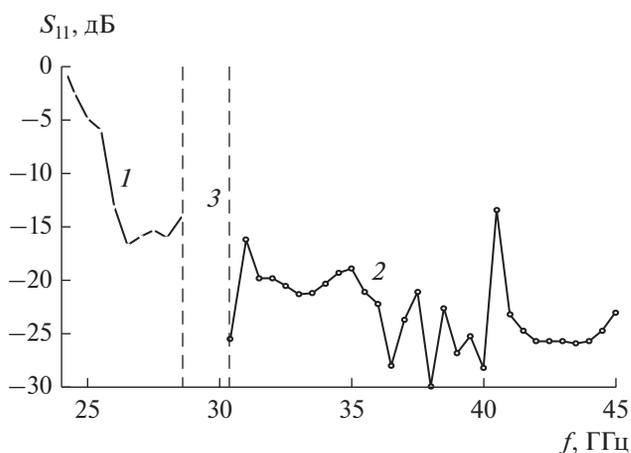
**Рис. 11.** Клинообразный скос диэлектрика.

На рис. 12 представлена частотная зависимость коэффициента отражения от входа антенны. Вертикальными штриховыми линиями показаны границы частотных областей, соответствующих разным режимам излучения.

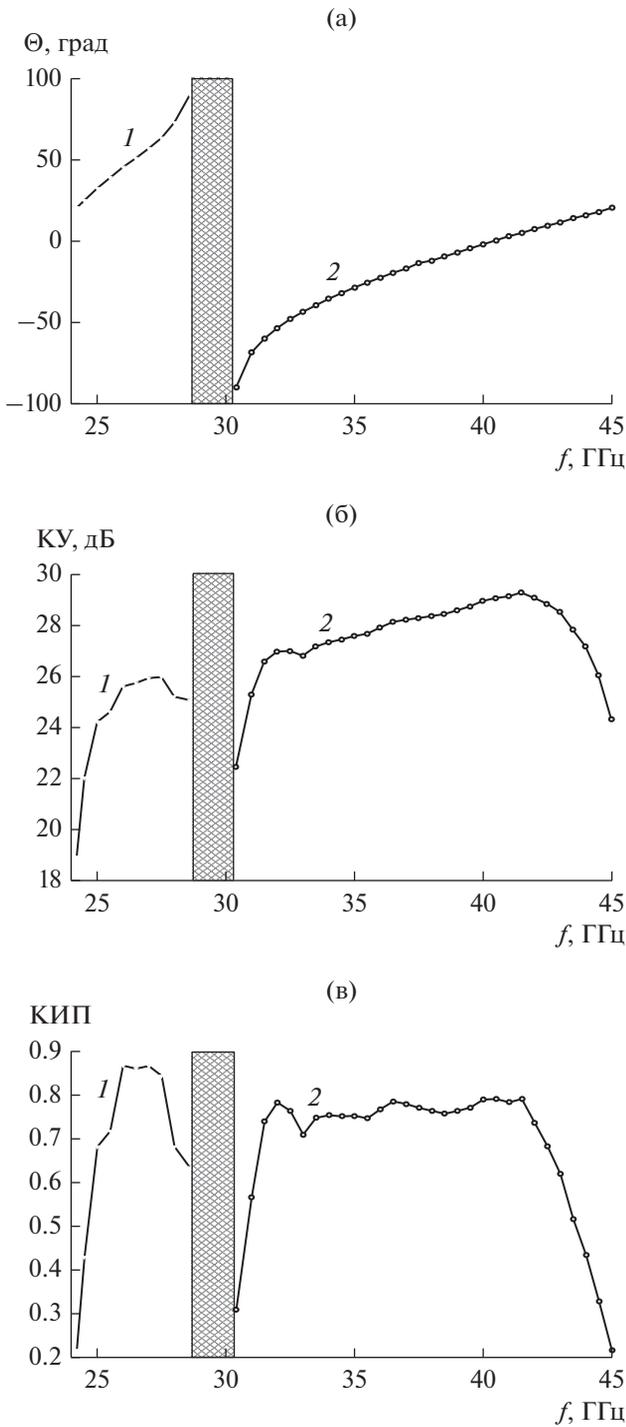
На рис. 13а приведена зависимость угла излучения  $\theta$  от частоты. Как видно из рис. 12 и 13а, между режимами излучения основной и минус первой гармоники имеется сравнительно узкая переходная (нерабочая) область частот (на рис. 13а — заштрихована), в пределах которой происходит резкое изменение направления излучения антенны ( $\theta$  от  $90^\circ$  до  $-90^\circ$ ). Следует отметить, что зависимость  $\theta(f)$  в области 2 на рис. 13а с графической точностью совпадает с аналогичной зависимостью на рис. 6б, полученной из расчета постоянной распространения вытекающей волны.

На рис. 13б и 13в приведены соответственно зависимости КУ и КИП антенны от частоты. В режиме излучения минус первой гармоники имеется качественное соответствие с аналогичными зависимостями, полученными выше с помощью приближенных аналитических выражений (см. рис. 9 и 10), однако положения частотных максимумов отличаются.

Как видно из рис. 13в, величина КИП имеет значение не ниже 0.5 в двух полосах частот: 25...28.6 ГГц и 31...43.4 ГГц. Малая величина КИП в режиме излучения основной гармоники на частотах  $\leq 25$  ГГц (соответствующие углы излучения  $\leq 20^\circ$ ) обусловлена в первую очередь высоким коэффициентом отражения в этой области частот (см. рис. 12). Снижение величины КИП на высоких частотах ( $f \geq 43$  ГГц) и в окрестности  $f = 30$  ГГц объясняется неравномерным распределением поля вдоль антенны, обусловленным резким увеличением постоянной затухания волны

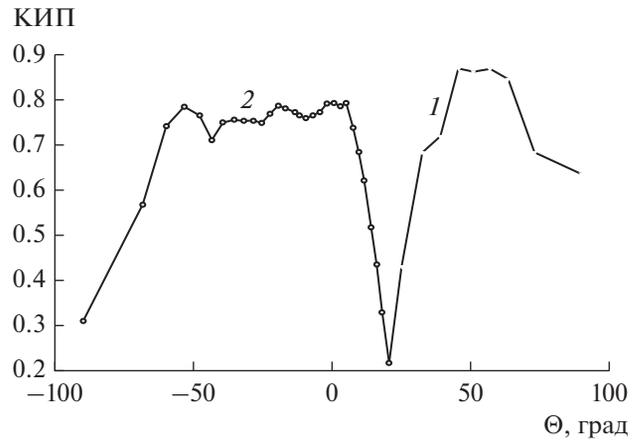


**Рис. 12.** Зависимость коэффициента отражения  $S_{11}$  от частоты: 1 — область излучения основной (нулевой) гармоники, 2 — область излучения минус первой гармоники, 3 — переходная область.

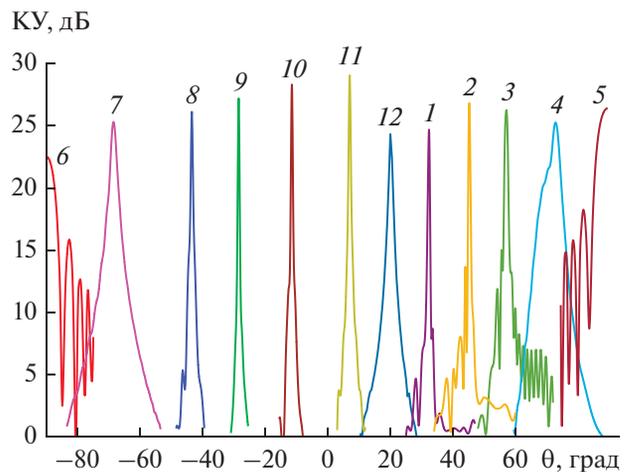


**Рис. 13.** Зависимость угла излучения (а), КУ (б) и КИП (в) от частоты: 1 – режим излучения основной гармоники, 2 – режим излучения минус первой гармоники.

на этих частотах (см. рис. 7), что подтверждается очень малой величиной коэффициента прохождения (см. рис. 8). Следует отметить, что в области частот  $f \geq 43$  ГГц в данном волноводе может распространяться высший тип волны.



**Рис. 14.** Зависимость величины КИП от угла частотного сканирования: 1 – режим излучения основной гармоники, 2 – режим излучения минус первой гармоники.



**Рис. 15.** Зависимости КУ в  $E$ -плоскости от угла на частотах: 25 (1), 26 (2), 27 (3), 28 (4), 28.6 (5), 30.4 (6), 31 (7), 32 (8), 34 (9), 38 (10), 40 (11) и 45 ГГц (12).

Используя зависимость между частотой и углом излучения антенны (см. рис. 13а), была найдена зависимость величины КИП от угла излучения (см. рис. 14). Как видно из рис. 14, вне нерабочей (переходной) зоны полосы частот антенна обеспечивает частотное сканирование луча во всем секторе углов от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$ . При этом уровень величины КИП в основной части сектора сканирования достаточно высокий (более 0.65), и только в областях вблизи углов  $-90^\circ$  (нижняя граница режима излучения минус первой гармоники) и  $20^\circ$  (между нижней границей режима излучения нулевой гармоники и верхней границей излучения минус первой гармоники) наблюдаются снижения этого уровня до 0.3...0.2.

На рис. 15 показаны диаграммы направленности антенны в  $E$ -плоскости (плоскости частотного сканирования) на различных частотах в режи-

мах излучения нулевой и минус первой гармоник. На рисунке видны две области излучения с пониженным коэффициентом усиления вблизи углов  $-90^\circ$  и  $20^\circ$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, благодаря использованию двух режимов излучения (на нулевой и минус первой пространственных гармониках), двухслойному диэлектрическому заполнению со скачкообразным периодическим изменением толщины одного из слоев и тройными периодически расположенными поперечными щелями на широкой стенке волновода, предложенная и исследованная волноводно-щелевая антенна обеспечивает полный сектор частотного сканирования (от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$ ) при высоком уровне величины КИП, за исключением двух узких угловых секторов, где наблюдается заметное снижение этого уровня. Для повышения усиления и уровня КИП в области нижних частот (22...25 ГГц, углы сканирования  $20^\circ$ ... $25^\circ$ ) необходимо улучшить согласование антенны в этой части рабочего диапазона, а в области высоких частот (43...45 ГГц, углы сканирования  $15^\circ$ ... $20^\circ$ ) – обеспечить слабую частотную дисперсию постоянной затухания.

Следует отметить сравнительно малую величину постоянной затухания в большей части рабочего диапазона частот для рассмотренного набора параметров, что приводит к необходимости использования антенны значительной длины

(100 и более длин волн) для достижения высокого уровня величины КИП.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-006.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уолтер К. Антенны бегущей волны / Пер. с англ. под ред. Чаплина А.Ф. М.: Энергия, 1970.
2. Калошин В.А. // Зарубеж. радиоэлектроника. 1984. № 11. С. 97.
3. Банков С.Е. Антенные решетки с последовательным питанием. М.: Физматлит, 2013.
4. Modern Antenna Handbook / Ed. Balanis C.A. N.Y.: John Wiley & Sons, 2008.
5. Caloz C., Itoh T. Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications. The engineering approach. New Jersey: John Wiley & Sons, 2006.
6. Dong Yu., Itoh T. // IEEE Trans. 2011. V. AP-59. № 3. P. 767.
7. Калошин В.А., Калинин В.И. // РЭ. 2019. Т. 64. № 7. С. 678.
8. Калошин В.А., Калинин В.И. // Журн. радиоэлектроники: электронный журнал. 2019. № 2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb19/7/text.pdf>.
9. Xu F., Patrovsky A., Wu K. // Microwave Opt. Technol. Lett. 2007. V. 49. № 9. P. 2180.