

Поперечная щель в волноводе с диэлектрической замедляющей системой

Н. К. Блинова, А. А. Ляховский, Л. П. Яцук

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: Natalya.K.Blinova@univer.kharkov.ua*

Расчетным путем исследованы физические свойства узкой поперечной щели, прорезанной в прямоугольном волноводе со слоем диэлектрика, параллельным его широким стенкам. Показана возможность обеспечения резонансного излучения щели в одномодовом режиме при условии, что длина волны в волноводе меньше длины волны в свободном пространстве. Даны рекомендации по целенаправленному выбору длины щели, диэлектрической проницаемости слоя, его толщины и положения в поперечном сечении волновода. Достоверность расчетных результатов подтверждена экспериментально.

Введение

Узкие щели в стенках волноводов широко используются как элементы связи в устройствах СВЧ и как элементы линейных или плоских волноводно-щелевых решеток. Среди них важную роль играют резонансные волноводно-щелевые антенны, обеспечивающие нормальное к плоскости решетки направление главного максимума диаграммы направленности. В таких антеннах щели должны синфазно возбуждаться полем волны, бегущей по волноводу от генератора СВЧ. Классическим примером может служить антенна на базе прямоугольного волновода с резонансными продольными щелями в широкой стенке, прорезанными в шахматном порядке симметрично относительно оси волновода. Расстояние между соседними щелями равно половине длины волны в волноводе. При горизонтальном относительно поверхности земли положении линейной антенны обеспечивается излучение поля с вертикальной поляризацией. Для излучения поля с горизонтальной поляризацией применяются антенны с наклонными щелями в узкой стенке прямоугольного волновода, разнесенные друг от друга на расстояние половины длины волны в волноводе $\lambda_g/2$. Резо-

нансные щели такого типа не помещаются на узкой стенке, и их приходится удлинять, продолжая на широкую стенку волновода. Это вызывает трудности при конструировании двумерных антенных решеток, поскольку волноводы с такими щелями нельзя располагать вплотную друг к другу, и порождает дополнительные сложности построения алгоритма расчета. Для излучения поля с горизонтальной поляризацией удобнее использовать поперечные щели в широкой стенке прямоугольного волновода. Но в резонансной антенне их следует смещать друг от друга на расстояние целой длины волны в волноводе, которая больше длины волны в свободном пространстве λ . Это приводит к появлению в диаграмме направленности интерференционных максимумов высшего порядка, что недопустимо.

Для решения проблемы необходимо замедлять волну в волноводе. Использование с этой целью гребенчатой замедляющей структуры вызывает технологические трудности, сопровождаемые к тому же увеличением металлоемкости и веса системы. Гораздо лучше частично заполнять волновод диэлектриком, используя слой диэлектрика, параллельный его широким стенкам. Толщина слоя, его диэлект-

рическая проницаемость и положение в поперечном сечении волновода, а также размеры щели могут служить свободными параметрами, регулирующими на заданной частоте фазу возбуждения щели и уровни мощности излучения и отражения. Такие параметры отсутствуют в случае полого волновода. Важно, что узкая поперечная щель занимает малое расстояние вдоль оси волновода. Благодаря этому она, в отличие от продольной щели, не теряет излучательную способность при больших замедлениях, когда длина щели L связана с λ_g соотношением [1]:

$$L = 3\lambda_g/2. \quad (1)$$

Цель работы и метод исследования

Целью настоящей работы является исследование возможности управления параметрами поперечных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода со слоем диэлектрика, параллельным его широким стенкам, при соблюдении одномодового режима. Исследованию подлежат: резонансная длина волны, частотные характеристики энергетических параметров щелей разной длины при варьировании диэлектрической проницаемости ϵ , толщины слоя диэлектрика l и его положения в поперечном сечении волновода.

Расчеты проведены на основе полученного в [2] решения задачи рассеяния волны, падающей на щель со стороны генератора. Ход решения задачи и процедура расчетов содержат несколько этапов. Главный из них – определение электрического поля \vec{e}_{sl} , наведенного в щели полем падающей волны. Для нахождения этого поля формулируется функциональное уравнение на основе непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля на поверхности щели. Это уравнение содержит векторы магнитного поля $\vec{H}_\tau^{i(e)}(\vec{e}_{sl})$, возбужденного полем \vec{e}_{sl} в области расположения щели внутри волновода (индекс i) и во внешней по отношению к нему области (индекс e). Полученное уравнение решается методом Галеркина. Поле \vec{e}_{sl} представлено в виде разложения в ряд по век-

торным собственным функциям оператора Лапласа, удовлетворяющим однородным граничным условиям Дирихле и Неймана на разных участках контура щели:

$$\vec{e}_{sl} = \sum_{q=1}^Q V_q \vec{e}_q, \quad (2)$$

q – индекс суммирования, Q – число учитываемых базисных функций.

Ввиду предполагаемой узости щели считается, что поле \vec{e}_{sl} направлено поперек щели и постоянно в этом направлении. Неизвестные коэффициенты разложения V_q определяются из системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) метода Галеркина. Матричные элементы СЛАУ содержат так называемые внутренние и внешние проводимости щели. Для их определения необходимо найти возбужденные щелью поля внутри волновода с диэлектриком и во внешней области. Подчеркиваем: условие непрерывности поля на поверхности щели требует нахождения его в точках, ей принадлежащих, т. е. в области источника. В случае поперечной щели задача определения поля внутри волновода достаточно просто решается разработанным в [3] методом разложения искомого поля по собственным волнам. Полученные с использованием этого поля формулы для внутренних проводимостей представляются в виде сумм рядов [2]. Во внешней области поле, возбужденное щелью, обычно находят с помощью функций Грина. Если внешняя область – полупространство, при расчете внешних проводимостей приходится прибегать к численному интегрированию функции с сингулярным ядром, что само по себе достаточно сложно. После расчета внутренних и внешних проводимостей из СЛАУ удастся найти амплитуды V_q . По известному уже полю \vec{e}_{sl} определяются элементы матрицы рассеяния щели в соответствии с теорией, развитой в [4].

Геометрия рассматриваемой системы представлена на рис. 1. В общем случае рассматривается диэлектрик с размерами слоев b_1 , b_2 , b_3 , причем $b_1 + b_2 + b_3 = b$, где b – размер узкой стенки волновода. Волновод возбуж-

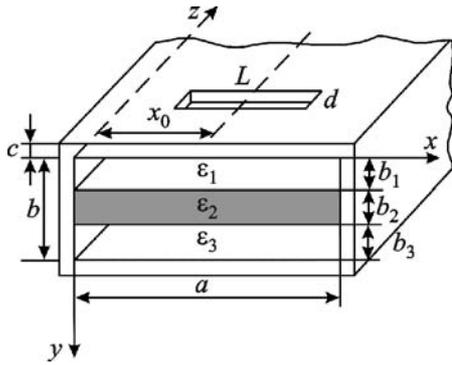


Рис. 1. Геометрия системы

дается основной волной единичной амплитуды, распространяющейся вдоль волновода в положительном направлении оси z . Собственными волнами такого волновода являются LE - и LM -волны, для которых роль продольной плоскости играет плоскость xz . Основной является доминантная LM -волна, которая трансформируется в волну типа H_{10} , когда диэлектрическое заполнение волновода становится однородным. Поперечная щель возбуждает в рассматриваемом волноводе волны обоих типов.

Прежде всего, интересно было выяснить вопрос, как длина волны, при которой резонирует щель фиксированной длины, зависит от степени заполнения волновода диэлектриком и от положения диэлектрического слоя по отношению к щели. Для определения резонансных длин волн рассчитаны частотные характеристики коэффициента отражения от щели $\dot{\Gamma}_1$ и коэффициента прохождения $\dot{\Gamma}_{12}$. Коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2$ найден из уравнения баланса мощности. Для определения резонансной длины волны использовано условие

$$\arg \dot{\Gamma}_{12} = 0, \quad (3)$$

физический смысл которого сводится к тому, что резонансная щель не сдвигает фазу прошедшей волны.

Это легко показать. Амплитуда $C^{(1)}$ основной волны, возбужденной резонансной щелью и бегущей в сторону нагрузки, определяется выражением [4]:

$$C^{(1)} = -\frac{g^{(i)}}{Y},$$

где $g^{(i)}$ – активная часть внутренней проводимости щели, Y – ее полная проводимость. В случае резонансной щели $\text{Im}Y = 0$, и амплитуде $C^{(1)}$ соответствует действительное число. Действительным становится и коэффициент прохождения, заданный в общем случае выражением:

$$\dot{\Gamma}_{12} = 1 + C^{(+1)} = 1 - \frac{g^{(i)}}{Y}.$$

На резонансной частоте коэффициент прохождения $\dot{\Gamma}_{12} = 1 - \frac{g^{(i)}}{\text{Re}Y}$ – становится действительной величиной, следовательно, выполняется условие (3).

Коэффициент излучения резонансной щели на частотной характеристике не всегда бывает максимальным. Если на резонансной частоте выполняется условие (1), проводимость $g^{(i)}$ а вслед за ней и коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2$ обращаются в ноль. При этом по максимальному коэффициенту излучения нельзя судить о резонансной частоте. Можно убедиться в том, что в этом случае на частоте, где $|S_\Sigma|^2$ максимален, оказывается, что $\arg \dot{\Gamma}_{12} \neq 0$ [1].

Определение резонансной частоты щели по условию (3) удобно и по той причине, что зафиксировать максимальное значение $|S_\Sigma|^2$ сложнее, чем переход $\arg \dot{\Gamma}_{12}$ через нулевое значение, особенно если щель не является узкополосной.

Резонансная длина щели

На рис. 2 представлен пример зависимости резонансной длины волны λ_p^ϵ щели в волноводе с диэлектриком, отнесенной к резонансной длине волны λ_p^0 щели в полом волноводе, от толщины слоя диэлектрика t . Длина щели $L = 16$ мм, ее ширина $d = 1.5$ мм, щель расположена симметрично относительно оси волновода с поперечным сечением 23×10 мм, $\epsilon = 2$.

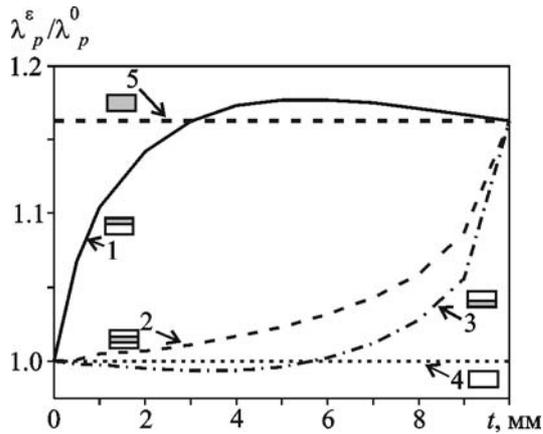


Рис. 2. Зависимость $\lambda_p^\epsilon / \lambda_p^0$ от толщины t диэлектрической пластины, $\epsilon = 2$, для различных вариантов ее расположения в волноводе

Кривые 1, 2, 3 на рисунке соответствуют случаям: слой диэлектрика прилегает к верхней стенке со щелью (1), расположен симметрично в поперечном сечении волновода (2) и прилегает к противоположной стенке (3). Резонансная длина волны щели при увеличении толщины слоя диэлектрика имеет тенденцию к росту. Наиболее ярко эта тенденция проявляется, когда толщина слоя, вплотную прилегающего к щели, только начинает увеличиваться (кривая 1), а также когда к щели приближается граница “диэлектрик-воздух” слоя, прилегающего к противоположной стенке (кривая 3). Интересно, что есть участки “аномального” поведения зависимости $\lambda_p^\epsilon / \lambda_p^0$. Так, на кривой 1, которая в [5] рассчитана не совсем точно, есть участок, где частичному заполнению волновода соответствуют более высокие значения $\lambda_p^\epsilon / \lambda_p^0$, чем при полном заполнении (прямая 5). А на кривой 3 есть участок изменения t , где при наличии диэлектрика λ_p^ϵ оказывается меньше, чем λ_p^0 (прямая 4). На “аномальных” участках λ_p^ϵ изменяется достаточно медленно. Это снижает требования к точности изготовления антенны, что весьма полезно. Поскольку замедление волны в волноводе не зависит от того, к какой стенке прилегает слой ди-

электрика, представляется более целесообразным располагать его вблизи стенки, противоположной той, где прорезана щель.

Уменьшение резонансной длины волны щели полезно и по другой причине: замедление волны проявляется тем эффективнее, чем дальше рабочая частота от критической. Следовательно, уменьшение резонансной длины волны щели позволяет переместить рабочую точку в область частот, где наблюдается наиболее эффективное замедление. При построении многощелевой системы это дает возможность максимально сблизить соседние излучатели для уменьшения уровня бокового излучения.

Дальнейшие расчеты проведены для случая, когда диэлектрик прилегает к стенке, противоположной той, в которой прорезана щель. Заметим, что результаты надежно стабилизируются, если учитывается не менее 90 корней дисперсионных уравнений для LE - и LM -волн. Исследована возможность резонансного излучения щели при таких условиях: 1) возбуждение щели происходит в одномодовом режиме; 2) длина доминантной волны в волноводе λ_g , определяющая расстояние между излучателями, меньше длины волны λ в свободном пространстве, на которой щель должна резонировать,

$$\lambda_g < \lambda, \tag{4}$$

т. е. обеспечивается отсутствие в диаграмме направленности интерференционных максимумов высшего порядка.

В качестве примера, рассмотрены щели в волноводе 23×10 мм. Проверено, что при любых ϵ и t ближайшими к основному высшими типами волн, которые возбуждаются симметрично расположенной поперечной щелью в таком волноводе, являются волны с индексами “11”, а более конкретно – волна типа LE_{11} . Прежде всего, важно было узнать, при каких условиях выполняется неравенство (4). На основе анализа дисперсион-

ных характеристик волны типа LM_{10} выяснилось следующее. При $\epsilon = 2$ выполнение условия (4) обеспечивается слоем толщиной $t = 7$ мм для длин волн λ , не превосходящих 35 мм. При $35 \text{ мм} < \lambda_g < 38 \text{ мм}$ нужен слой толщиной $t \geq 8$ мм. Это уже почти полное заполнение волновода диэлектриком, что нежелательно. Чем выше ϵ , тем меньшие толщины диэлектрика обеспечивают выполнение условия (4). Так, например, при $\epsilon = 5$ это условие выполняется вплоть до $\lambda = 42$ мм слоем толщиной 4 мм, а при $\epsilon = 7$ – слоем толщиной $t = 3$ мм (до $\lambda = 39$ мм). Замедление волны достаточно эффективно нарастает при увеличении толщины слоя, расположенного вплотную к стенке, от нуля до половины высоты волновода. При дальнейшем увеличении толщины слоя рост замедления продолжается, но уже не так быстро. Поэтому на частотах, далеких от критической частоты, при $\epsilon = 5 \div 7$ и выше можно достигнуть нужных замедлений, заполняя волновод диэлектриком менее чем наполовину. Это очень важно, поскольку диэлектрический слой, как это следует из данных рис. 2, желательно располагать подальше от щели.

Для примера можно использовать расчетные результаты, полученные для частичного заполнения волновода диэлектриком с $\epsilon = 7$.

На рис. 3 сплошными линиями представлены границы рабочей полосы длин волн волновода с диэлектриком в зависимости от толщины слоя t . Штриховая линия соответствует длинам волн, для которых выполняется условие $\lambda_g = \lambda$.

Чтобы выполнялось условие (4), значения резонансных длин волн должны находиться в области между нижней сплошной и штриховой линиями. Эти значения отмечены маркерами разной формы для щелей длиной от 11 до 21 мм. Если задана резонансная длина волны, данными рис. 4 при $\epsilon = 7$ можно воспользоваться для выбора нужных толщины слоя t и длины щели L , при которых выполняется условие (4). В таблице приведены ориентировочные диапазоны этих данных. Аналогичные результаты можно получить и для других значений ϵ .

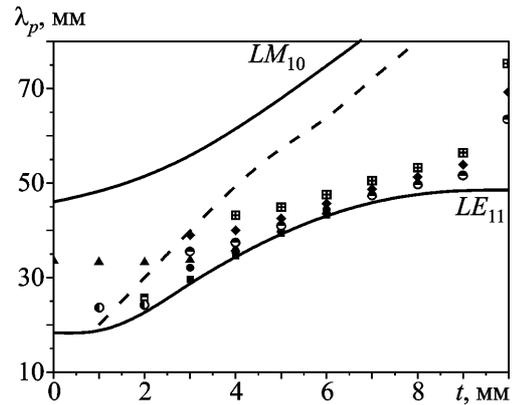


Рис. 3. Границы рабочей полосы и резонансные длины волн щелей разной длины в зависимости от толщины слоя t с $\epsilon = 7$: \circ – $L = 11$ мм, \square – $L = 12$ мм, \blacksquare – $L = 13$ мм, \bullet – $L = 15$ мм, \blacktriangle – $L = 16$ мм, \ominus – $L = 17$ мм, \blacklozenge – $L = 19$ мм, \boxplus – $L = 21$ мм

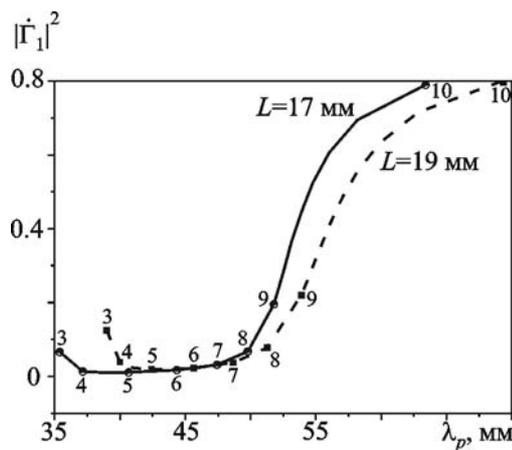


Рис. 4. Резонансные значения коэффициента отражения и резонансные длины волн при различных t , $\epsilon = 7$

Таблица. Рекомендованные значения t и L в разных частях рабочего диапазона волновода при $\epsilon = 7$

λ , мм	t , мм	L , мм
25 ÷ 30	2 ÷ 3	12 ÷ 13
30 ÷ 35	3	13 ÷ 17
35 ÷ 45	3 ÷ 6	17 ÷ 19

Энергетические параметры щели

Большой интерес представляет собой вопрос, как изменяются резонансные значения коэффициентов отражения и излучения при изменении толщины слоя диэлектрика. Для примера приведем данные для щелей длиной 17 и 19 мм, $\epsilon = 7$, полученные в результате расчета частотных характеристик коэффициентов отражения $\dot{\Gamma}_1$ и прохождения $\dot{\Gamma}_{12}$. Вдоль оси абсцисс отложены резонансные длины волн, ось ординат служит для резонансных значений коэффициента отражения по мощности $|\dot{\Gamma}_1|^2$ (рис. 4) и коэффициента излучения $|S_\Sigma|^2$ (рис. 5).

Числа на маркерах указывают толщину слоя диэлектрика в миллиметрах. Важно отметить, что коэффициент отражения $|\dot{\Gamma}_1|^2$ при $3 \text{ мм} \leq t \leq 9 \text{ мм}$ не превышает значения $|\dot{\Gamma}_1|^2$ в случае щели в полом волноводе. Зависимость $|S_\Sigma|^2$ от t имеет минимум вблизи $t = 5 \text{ мм}$. Наиболее интересный факт состоит в том, что максимальное значение коэффициента излучения для обеих щелей наблюдается в окрестности $t = 9 \text{ мм}$.

Дальнейшее увеличение толщины слоя t сопровождается быстрым увеличением коэффициента отражения и уменьшением коэффициента излучения, что делает щель практически непригодной для использования. Такие же расчетные закономерности наблюдаются

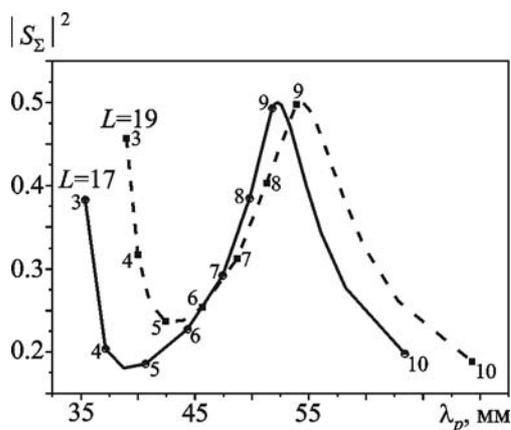


Рис. 5. Резонансные значения коэффициента излучения и резонансные длины волн при различных t , $\epsilon = 7$

и в случае $\epsilon = 5$. Вот почему при разработке волноводно-щелевых антенн нецелесообразно замедлять волны в волноводе путем полного заполнения его диэлектриком.

На рис. 6 представлены результаты расчета и экспериментального исследования резонансных значений коэффициента прохождения поперечных щелей разной длины в волноводе со слоем диэлектрика толщиной 1.95 мм и диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 7$. Видно вполне удовлетворительное взаимное соответствие расчетных и экспериментальных данных, из чего следует, что физические закономерности, полученные расчетным путем, правильно описывают реальные физические процессы.

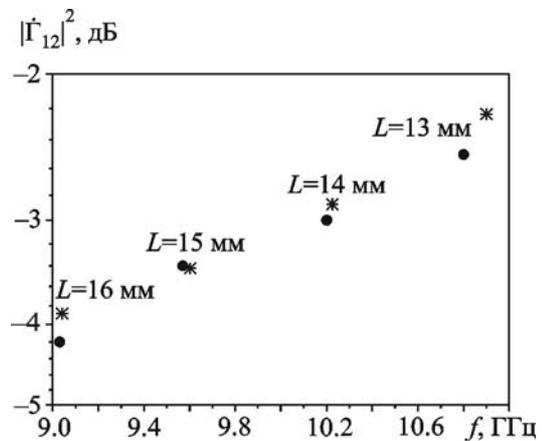


Рис. 6. Расчетные и экспериментальные резонансные значения коэффициента прохождения: ● – эксперимент, * – расчет

Заключение

1. Исследованы физические свойства поперечной щели в прямоугольном волноводе с диэлектрическим слоем, параллельным его широким стенкам. Численные результаты получены на основе решения задачи возбуждения прямоугольного волновода известным методом разложения искомого поля по собственным волнам. Результаты расчета подтверждены экспериментальными исследованиями.

2. Исследование частотных характеристик щелей при $\epsilon = 5$ и $\epsilon = 7$ диэлектрического слоя

позволило обнаружить интересные физические закономерности: а) изменение толщины слоя диэлектрика в непосредственной близости к щели стимулирует быстрое изменение ее резонансной длины волны; б) при уменьшении зазора между слоем диэлектрика и щелью от 1 мм до 0 резко возрастает (от 0.2 до 0.8) коэффициент отражения по мощности и падает коэффициент излучения (от 0.5 до 0.15); в) при толщинах слоя, лежащих в пределах $3 \text{ мм} \leq t \leq 8 \text{ мм}$, резонансное значение коэффициента отражения от щели не превышает резонансное значение этой величины в полой волноводе.

3. Показано, что при построении волноводно-щелевой антенны: а) не следует использовать полное заполнение волновода диэлектриком; б) слой диэлектрика целесообразно располагать вплотную к стенке, противоположной той, в которой прорезана щель; в) можно добиться резонансного излучения щели в одномодовом режиме работы волновода при условии, что длина волны в волноводе меньше длины волны в свободном пространстве.

Литература

1. Яцук Л. П., Горбач И. В., Жиронкина А. В. Рассеяние волны основного типа на продольной щели в волноводе с гребенчатой замедляющей структурой // Антенны. – Москва: Связь. – 1997. – Вып. 1(38). – С. 80-84.
2. Яцук Л. П. Поперечные щели в прямоугольном волноводе со слоистым диэлектриком. – Радиотехника. – Харків: Харківський державний технічний університет радіоелектроніки. – 1997. – Вып. 104. – С. 3-12.
3. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
4. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства. Ч. 2. – М.: Изд-во ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1959. – 551 с.
5. Яцук Л. П. Физические свойства поперечных щелей в прямоугольном волноводе, заполненном слоистым диэлектриком. – Радиотехника. – Харків: Харківський державний технічний університет радіоелектроніки. – 1997. – Вып. 104. – С. 13-20.

Поперечна щілина у хвилеводі з діелектричною уповільнюючою системою

**Н. К. Блинова, А. А. Ляховський,
Л. П. Яцук**

Розрахунковим шляхом досліджено фізичні властивості вузької поперечної щілини прорізаної у прямокутному хвилеводі з шаром діелектрика, паралельним його широким стінкам. Показано можливість резонансного випромінювання щілини у одномодовому режимі за умови, якщо довжина хвилі у хвилеводі є меншою ніж довжина хвилі у вільному просторі. Надаються рекомендації щодо цілеспрямованого вибору довжини щілини, діелектричної проникності шару, його товщини та розташування у поперечному перерізі хвилеводу. Вірогідність розрахункових даних підтверджено експериментально.

Transversal Slot in a Waveguide with Dielectric Slow-Wave Structure

**N. K. Blinova, A. A. Lyakhovsky,
and L. P. Yatsuk**

The physical properties of a narrow transversal slot cut in a rectangular waveguide with a dielectric layer parallel to the waveguide broad walls are studied on the base of calculations. The possibility for slot resonance radiation in a single-mode operation is shown for the condition that the waveguide wavelength is shorter than that for the free space. The recommendations for the task-oriented choice of slot length, layer permittivity, its thickness and position in a waveguide section are given. The reliability of the results calculated is confirmed experimentally.