

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОНЦЕПЦИИ БРИЛЛЮЭНА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛНОВОДНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОКОН ВЫВОДОВ ЭНЕРГИИ ПРИБОРОВ СВЧ

*А. Г. Шейн, Ю. В. Шаворыкин*

Харьков

Волноводные вакуумноплотные диэлектрические окна, служащие для разделения по газу СВЧ прибора и тракта и для пропускания высокочастотной мощности, являются одним из наиболее важных элементов вывода энергии и прибора в целом. Являясь существенной неоднородностью в волноводе, они накладывают основные ограничения на широкополосность и рабочую мощность прибора СВЧ. Теоретически и экспериментально волноводные окна изучены недостаточно, что можно объяснить разнообразием предъявляемых к ним требований, большим количеством конструкций окон, сложностью явлений в волноводах, содержащих диэлектрическую неоднородность, и отсутствием достаточно общего метода исследований.

Данная работа посвящена исследованию диапазонных свойств диэлектрических волноводных окон (влияния параметров окна на коэффициент отражения в диапазоне частот). Определение ограничений, накладываемых окном на рабочую мощность тракта, представляет самостоятельный интерес и здесь не приводится.

Как известно [1], волноводная волна любого типа может быть разложена на плоские (бриллюэновские) волны, распространяющиеся под определенными углами к оси волновода. В прямоугольном волноводе в зависимости от типа распространяющейся волны таких волн две или четыре, в круглом — бесконечное множество [1,5].

В работах [2,3], опираясь на эту связь, делается вывод о возможности проведения аналогии между диафрагмами в волноводе и дифракционными решетками. Продолжая этот вывод, можно положить, что между неоднородностями в волноводе и пространственно протяженными периодическими структурами существует определенная связь и вместо взаимодействия волноводной волны с неоднородностью в волноводе можно исследовать взаимодействие суперпозиции плоских волн с периодической структурой соответствующей формы. Такая связь имеет место не только в металлических, но и в диэлектрических неоднородностях и может быть использована для их исследования. При этом упрощается не только физическая интерпретация, но и математическое решение задачи.

В качестве примера рассмотрим диэлектрическое окно толщиной  $d$ , полностью перекрывающее поперечное сечение волновода. Аналогом пространственной структуры в этом случае является диэлектрический слой толщиной  $d$  и бесконечно протяженный по двум другим измерениям. По обе стороны этого слоя расположена среда с  $\epsilon = \epsilon_0$ . Электромагнит-

ная волна падает на диэлектрический слой под углом  $\beta_n$ , определяемый длиной волны, поскольку в волноводе эти величины взаимосвязаны.

На рис. 1 изображено волноводное окно толщиной  $d$ , расположенное в нормальном сечении регулярного волновода. Стрелками показаны бриллюэновские плоские волны, распространяющиеся под углом  $\beta_n$  к оси волновода. Угол  $\beta_n$  является углом падения плоской волны на диэлектрическое окно.

В зависимости от того, какой из векторов электромагнитного поля — электрический или магнитный — параллелен поверхности диэлектрика, будем различать горизонтальную и вертикальную поляризации, как это принято при исследовании падения плоских волн на диэлектрический слой.

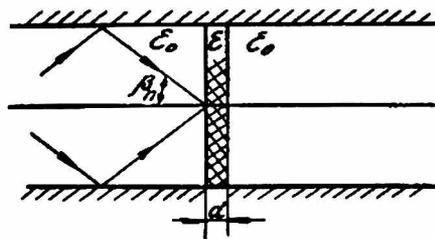


Рис. 1. Бриллюэновские волны в регулярных волноводах с диэлектрической пластинкой.

**H-волны.** Рассмотрим решение задачи для случая распространения основной  $H_{10}$ -волны в прямоугольном волноводе. Это позволяет упростить решение, не ограничивая общности задачи.

Как известно [1], волну  $H_{10}$  можно представить суммой двух плоских волн, распространяющихся под углом  $\beta_n$  к оси волновода (рис. 1).

Этот угол определяется соотношением

$$\cos \beta_n = \frac{\gamma_n}{k} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2} \quad (1)$$

и в рабочем диапазоне волны изменяется в пределах

$$37^\circ \leq \beta_n < 64^\circ.$$

Вектор  $E$  электрического поля плоских волн в этом случае параллелен диэлектрику, что соответствует горизонтально поляризованной волне. Следует отметить, что, несмотря на наличие двух волн, вследствие симметрии системы и взаимной равноправности волн в дальнейшем можно ограничиться рассмотрением одной волны, приписав ей полную энергию волноводной волны.

Коэффициент отражения для этого случая имеет вид

$$\Gamma_{гор} = \frac{\epsilon - 1}{2 \cos^2 \beta_n + \epsilon - 1 + 2i \cos \beta_n \sqrt{\epsilon - 1 + \cos^2 \beta_n} \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\epsilon - 1 + \cos^2 \beta_n} \right)}, \quad (2)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость волноводного окна;

$d$  — его толщина.

Выражение (2) путем несложных преобразований может быть сведено к формуле, полученной другим путем в работе [4].

Из соотношения (2) видно, что отражение от окна уменьшается с уменьшением его толщины по сравнению с четвертью длины волны либо с приближением толщины диэлектрической пластины к половине длины волны в диэлектрике. Отражение от окна полностью отсутствует при выполнении условия

$$\operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\epsilon - 1 + \cos^2 \beta_n} \right) = \infty, \quad (3)$$

$$d = \frac{n\lambda}{2 \sqrt{\epsilon - 1 + \cos^2 \beta_n}}$$

и имеет максимальную величину при

$$d = \frac{(n+1)\lambda}{4\sqrt{\varepsilon-1+\cos^2\beta_n}}. \quad (4)$$

На рис. 2 приведены графики зависимости модуля коэффициента отражения от длины волны для различных толщин диэлектрического слоя, рассчитанные по формуле (2) — сплошные линии. Экспериментальные исследования проводились на моделях из гетинакса ( $\varepsilon = 3,8$ ) по обычной методике измерения КСВН и фазы неоднородности. Результаты измерений представлены на рисунке в виде штриховых линий. Из сравне-

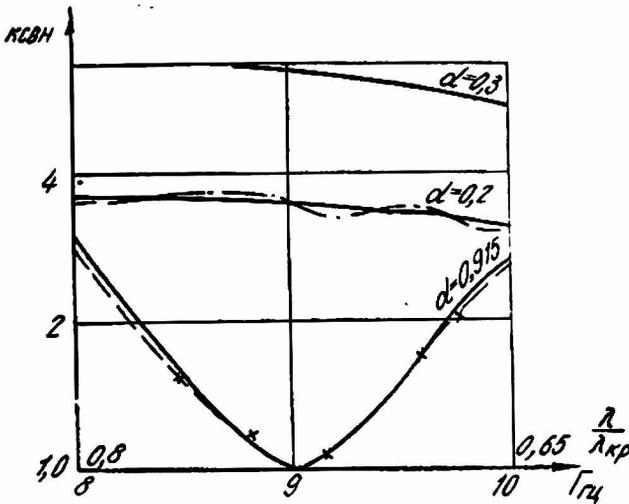


Рис. 2. Графики зависимости КСВН от частоты (или от  $\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}$ ) для окна в прямоугольном волноводе на волне  $H_{10}$ :

кривая 1 — при  $d = 0,3$  см;  
кривая 2 — при  $d = 0,2$  см;  
кривая 3 — при  $d = 0,915$  см.

ния кривых видно, что совпадение теоретических и экспериментальных данных достаточно хорошее. Полученные результаты хорошо объясняют возрастание влияния окна на КСВН вывода энергии в коротковолновой части диапазона СВЧ, когда толщина диэлектрического элемента становится сравнимой с четвертью длины волны.

**Е-волны.** Для этого типа волн рассмотрим один из наиболее интересных с практической точки зрения случай распространения волны  $E_{01}$  в круглом волноводе. Такие волны представлены суперпозицией бесконечного количества плоских волн [5], распространяющихся под углом  $\beta_n$  к оси  $z$  волновода (рис. 1), определяемым формулой (1); для каждого типа волны в выражении (1) изменяется лишь значение критической длины волны.

Волна  $E_{01}$  имеет  $E_z$ ,  $E_r$  и  $H_\varphi$  составляющие поля. При этом вектор магнитного поля параллелен поверхности диэлектрического окна, в то время как вектор электрического поля  $E$  расположен наклонно. В этом случае наблюдается вертикально поляри-

зованная волна и коэффициент отражения определяется следующим образом:

$$\Gamma_{\text{верт}} = \frac{(\epsilon - 1) [1 - (\epsilon + 1) \cos^2 \beta_n]}{\epsilon - 1 + \cos^2 \beta_n (\epsilon^2 + 1) + 2i\epsilon \cos^2 \beta_n \sqrt{\epsilon - 1 + \cos^2 \beta_n} \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\epsilon - 1 + \cos^2 \beta_n} \right)}. \quad (5)$$

Анализируя соотношение (5), можно заметить, что здесь, как и в предыдущем случае, сохраняется зависимость модуля коэффициента отражения от соотношения толщины диэлектрика и длины волны. Однако в отличие от горизонтально поляризованной волны отражение от окна будет отсутствовать не только при кратности его толщины полуволне, но и при равенстве нулю числителя, что выполняется при условии

$$\cos \beta_n = \frac{1}{\sqrt{\epsilon + 1}}. \quad (6)$$

Последнее уравнение легко сводится к виду

$$\sin \beta_n = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\epsilon} + 1}}. \quad (7)$$

В результате получаем, что отражение от окна отсутствует при равенстве угла падения углу Брюстера. Следует отметить, что при выполнении соотношения (6) не отмечаем зависимости коэффициента от-

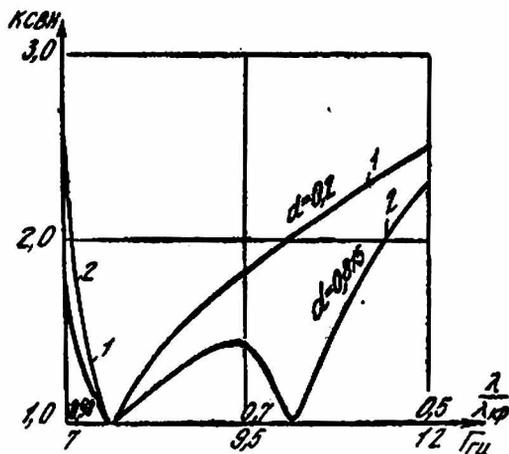


Рис. 3. Графики зависимости КСВН от частоты (или от  $\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}$ ) для окна в круглом волноводе на волне  $E_{01}$ :  
кривая 1 — при  $d = 0,2$  см;  
кривая 2 — при  $d = 0,815$  см.

ражения от толщины окна, что использовано при расширении полосы пропускания вывода энергии, поскольку для рассматриваемого случая может иметь место согласование на двух частотах — на частоте, определяемой кратностью толщины окна полуволне, и частоте, соответствующей углу падения, равному углу Брюстера.

На рис. 3 приведены графики зависимости модуля коэффициента отражения от длины волны для различных значений толщины окна. Если в частотном диапазоне толщина диэлектрика не кратна полуволне, кривая имеет один минимум, определяемый углом Брюстера (кривая 1). Если толщина диэлектрика кратна полуволне, то на графике появляется дополнительный минимум (кривая 2). Сравнимость толщины окна с четвертью длины волны обеспечивает всплеск коэффициента отражения, если на этой частоте не наблюдается соответствия  $\beta_n$  и угла Брюстера.

Окно, выполненное на волне  $E_{01}$  в круглом волноводе, является предпочтительным как с точки зрения увеличения рабочей мощности за счет увеличения размеров волновода по сравнению с волноводом на основном типе волны [6], так и с точки зрения уменьшения отражения от диэлектрического элемента окна в широком диапазоне частот.

Приведенные результаты могут быть использованы при конструировании конкретных типов волноводных окон, а методика парциальных волн весьма эффективна при исследовании различных типов неоднород-

ностей в волноводах. Следует, однако, отметить, что при использовании этой методики из поля зрения выпадают такие вопросы, как паразитные резонансы в тракте с неоднородностью, которые оцениваются только при строгом решении задачи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Рамо и Дж. Уиннери. Поля и волны в современной радиотехнике. ГИТТЛ, 1948.
2. Л. А. Вайнштейн. Теория дифракции и метод факторизации. Изд-во «Советское радио», 1966.
3. В. П. Шестопалов, В. В. Щербак. Радиотехника и электроника. 1965, X, 5, 6.
4. Д. А. Стреттон. Теория электромагнетизма. ГИТТЛ, М. -Л., 1948.
5. Луи де Бройль. Электромагнитные волны в волноводах и полых резонаторах. Изд-во иностр. лит-ры, 1948.
6. Churchill Delos B. Waveguide Windows for high-power microwave tubes. IEEE Internal Convent Rec. v. 11 pp. 154—161.