

УДК 621.372.08

## ДИФРАКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ШАЙБЫ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Г. И. Веселов, А. В. Гуреев, В. Ю. Солдаткин

Теоретически исследованы особенности дифракции волны  $H_{11}$  на диэлектрической шайбе в круглом волноводе. Приведены частотные зависимости коэффициента передачи по мощности при наличии и отсутствии комплексных волн в спектре экранированного диэлектрического волновода. Проанализированы низшие резонансные минимумы коэффициента передачи, классифицируемые как резонансы поперечного типа. Установлено, что в случае комплексных волн появляется дополнительный резонансный минимум. Подробно рассмотрена структура поля поперечного резонанса для двух предельных значений толщины шайбы.

Среди собственных волн экранированных частично заполненных волноводов наибольший интерес в силу своих необычных свойств вызывают комплексные [1–4]. Существование таких волн принципиально невозможно в преимущественно используемых в современной радиоаппаратуре однородно заполненных волноводах, поэтому анализу их свойств до настоящего времени уделялось недостаточно внимания. В первую очередь это относится к дифракционным явлениям. Подробно рассмотрена лишь ключевая задача дифракции электромагнитных волн на стыке двух полубесконечных волноводов, в одном из которых возбуждаются комплексные волны [5–7].

Настоящая работа посвящена анализу электромагнитных явлений, возникающих в результате дифракции волн на конечном отрезке экранированного волновода с комплексным спектром. Объектом исследования служит диэлектрическая шайба, расположенная coaxially в круглом волноводе (рис. 1). Участок волновода с шайбой рассматривается как отрезок экранированного диэлектрического волновода (ЭДВ) длиной  $L$  с диэлектрическими проницаемостями стержня и внешнего слоя  $\epsilon_{2i}$  и  $\epsilon_{2e}$  соответственно. Диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей круглый волновод,  $\epsilon_1$ . Магнитные проницаемости всех материалов, заполняющих волновод, приняты равными единице. В дальнейшем подводящему и выводящему энергию отрезкам однородно заполненного волновода присвоим условные индексы «1» и «3», ЭДВ — индекс «2».

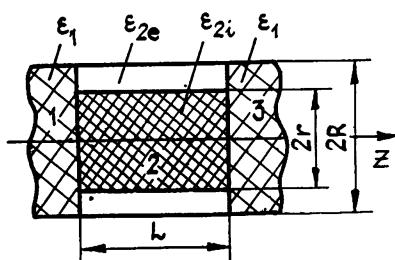


Рис. 1.

**1. Расчетные соотношения.** Задача решалась методом частичных областей, особенности применения которого к рассматриваемому классу явлений изложены в [8, 9]. В реализованном алгоритме сначала в результате решения методом редукции бесконечной системы линейных алгебраических уравнений

$$(I + W_{21} W_{21}^T) [\gamma_2] [A_2^+] - (I - W_{21} W_{21}^T) [1/\gamma_2] [A_2^-] = 2 W_{21} [A_1^+],$$

$$-(I - W_{21}W_{21}^T) [1/\gamma_2] [A_2^+] + (I + W_{21}W_{21}^T) [\gamma_2] [A_2^-] = 0 \quad (1)$$

определялись коэффициенты разложения полей в отрезке ЭДВ  $[A_2^-]$  и  $[A_2^+]$ , с помощью которых затем вычислялись коэффициенты разложения отраженного  $[A_1^-]$  и прошедшего  $[A_3^+]$  полей:

$$\begin{aligned} [A_1^-] &= -[A_1^+] + W_{21}^T ([\gamma_2] [A_2^+] + [1/\gamma_2] [A_2^-]), \\ [A_3^+] &= W_{21}^T ([1/\gamma_2] [A_2^+] + [\gamma_2] [A_2^-]). \end{aligned} \quad (2)$$

Верхние индексы «+» и «-» в соотношениях (1) и (2) используются для обозначения амплитудных коэффициентов волн, бегущих или затухающих в направлении соответственно положительной и отрицательной оси  $z$ . Индекс «т» означает транспонирование. Элементы диагональных матриц  $[\gamma_2]$  и  $[1/\gamma_2]$  равны  $\exp(i\gamma_{2q}L/2)$  и  $\exp(-i\gamma_{2q}L/2)$ , где  $\gamma_{2q}$  — коэффициент распространения  $q$ -й собственной волны ЭДВ. Через  $W_{21}$  обозначена матрица преобразования базисных векторов волноводов «1» и «2». Элементы этой матрицы определяются следующим образом:

$$(w_{jk})_{qv} = \int_S [e_{tjq} \times h_{tkv}] \cdot z_0 dS, \quad jk = 21, \quad q, v = 1, \dots, \infty, \quad (3)$$

где  $S$  — сечение волноводов;  $e_{tjq}$ ,  $h_{tkv}$  — ортонормированные векторные функции сечения соответствующего волновода, для которых справедливо

$$\frac{1}{2} \int_S [e_{tjq} \times h_{tkv}] \cdot z_0 dS = \begin{cases} 1, & q = v \\ 0, & q \neq v \end{cases}. \quad (4)$$

Подробнее особенности вычисления элементов матриц  $W_{jk}$  рассмотрены в [8].

Поперечные компоненты собственных векторов любого из волноводов выражаются через функции сечения

$$\begin{aligned} E_{t,q}^\pm &= \exp \{i [\omega t \mp \gamma_{jq} (z - l_j)]\} e_{tjq}, \\ H_{tjq}^\pm &= \pm \exp \{i [\omega t \mp \gamma_{jq} (z - l_j)]\} h_{tjq}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь для компактности конечных формул и удобства анализа энергетических соотношений значения  $l_j$  выбраны следующим образом: плоскости  $z = l_1$  и  $z = l_3$  являются плоскостями стыка ЭДВ с подводящим и выводящим волноводами, плоскость  $z = l_2$  делит отрезок ЭДВ на две равные части.

Особенности электромагнитных явлений, протекающих в исследуемой системе, рассматривались на примере дифракции низшей волны круглого волновода  $H_{11}$ . Проницаемости  $\epsilon_{2i} = 15$ ,  $\epsilon_{2l} = 1$  и коэффициент заполнения  $r/R$  ЭДВ были выбраны так, чтобы в его спектре присутствовали комплексные волны, а проницаемость  $\epsilon_1 = 6,1$  — чтобы частотный диапазон существования комплексных волн  $\bar{f}_{k1} \div \bar{f}_{k2}$  находился в пределах одноволнового режима однородно заполненного круглого волновода  $\bar{f}_{11} \div \bar{f}_{12}$ . Приведенные в работе численные результаты получены с помощью соотношений (1), (2), при редукции которых в областях 1 и 3 учитывалось 20 волн, а в области 2—16 (в том числе в диапазоне  $\bar{f}_{k1} \div \bar{f}_{k2}$  четыре комплексных)\*.

\* При этом, как показывает численный анализ сходимости решения, погрешность расчета не превышает 0,1%.

2. Дифракция на тонкой шайбе. На рис. 2 приведены представляющие наибольший интерес с точки зрения практического использования рассматриваемой структуры частотные зависимости коэффициента передачи по мощности  $K_p = P_{\text{пр}}/P_{\text{пад}}$  для шайб, толщина которых много меньше длины волны  $HE_{11}$  ЭДВ. Рис. 2а соответствует случаю, когда в спектре ЭДВ отсутствуют, а рис. 2б — случаю, когда в спектре присутствуют комплексные волны ( $1-L/r=0,4$ ,  $2-L/r=0,6$ ,  $3-L/r=0,8$ ). В обоих случаях низшие резонансные минимумы на характеристике  $K_p(\bar{f})$  соответствуют особым точкам дисперсионных зависимостей ЭДВ (рис. 3), в которых групповая скорость волны  $HE_{11}$  обращается в нуль. Эта взаимосвязь частотной зависимости  $K_p(\bar{f})$  и дисперсионной характеристики волны  $HE_{11}$  обусловлена структурной близостью этой волны и волны  $H_{11}$  круглого волновода, что приводит к ее преимущественному возбуждению в отрезке ЭДВ. Отсутствие зависимости низших резонансных минимумов на рис. 2 от толщины шайбы  $L$  позволяет классифицировать их как резонансы поперечного типа.

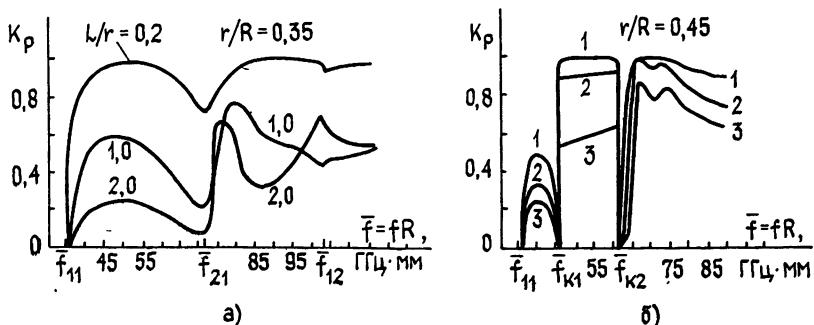


Рис. 2.

Рассмотрим подробнее характер электромагнитных процессов, протекающих в отрезке ЭДВ, и покажем, что существенные отличия в частотных зависимостях  $K_p(\bar{f})$  на рис. 2а, б, связанные с появлением дополнительного поперечного резонанса (рис. 2б), определяются качественными различиями свойств комплексных и некомплексных волн.

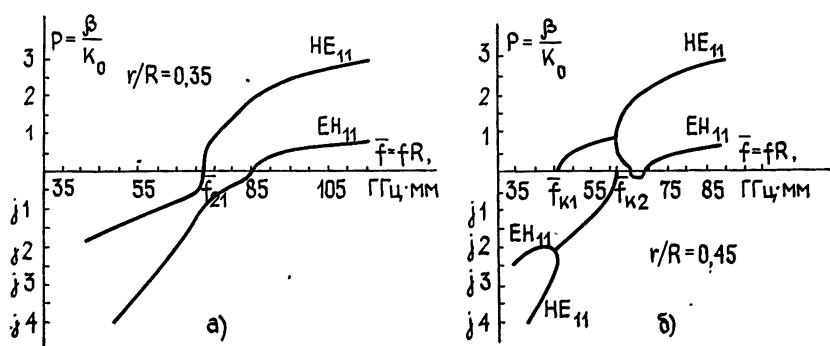


Рис. 3. Дисперсионные характеристики волн  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$  ЭДВ:  
а) без комплексных волн; б) с комплексными волнами

В пределе при  $L \rightarrow 0$  во всем частотном диапазоне  $K_p \rightarrow 1$ . Формально этот вывод следует из соотношений (1), (2), в которых при  $L = 0$  матрицы  $[\gamma_2]$  и  $[1/\gamma_2]$  становятся единичными. В результате, используя свойства матриц  $\tilde{W}_{jk}$  [8], получаем

$$[A_2^+] = 1/2 (W_{12}^T + W_{21}) [A_1^+], \quad [A_2^-] = 1/2 (W_{12}^T - W_{21}) [A_1^+], \quad (6)$$

откуда следует

$$[A_1^-] = 0, [A_3^+] = [A_1^+]. \quad (7)$$

Если  $L \neq 0$ , но  $L/\lambda_v \ll 1$ , то диагональные матрицы  $[\gamma_2]$  и  $[1/\gamma_2]$  незначительно отличаются от единичных, что позволяет использовать (6) для качественной оценки полей в отрезке ЭДВ.

В отсутствие комплексных волн в спектре ЭДВ коэффициент передачи по мощности существенно меньше единицы лишь на частоте отсечки  $f_{21}$  волны  $HE_{11}$  — низшего из возбуждаемых типов волн ЭДВ (рис. 2а, 3а). Этот факт можно объяснить исходя из следующих соображений. При возбуждении отрезка ЭДВ волной  $H_{11}$  в нем преимущественно возбуждается волна  $HE_{11}$ . При отстройке от критической частоты именно эта волна вносит наибольший вклад в общий поток энергии через ЭДВ. Поэтому при приближении к критической частоте волны  $HE_{11}$ , на которой она не участвует в переносе энергии вследствие обращения в нуль её групповой скорости, коэффициент передачи снижается до некоторой величины  $K_p$  мин. Перенос энергии в этом случае осуществляется исключительно запредельными волнами, поэтому значение  $K_p$  мин уменьшается с увеличением  $L$ . С позиций теории цепей это означает, что изменением толщины шайбы можно регулировать коэффициент связи резонатора с внешними цепями.

Появление комплексных волн в спектре ЭДВ сопровождается появлением двух частот  $\bar{f}_{k1}$  и  $\bar{f}_{k2}$ , на которых происходит вырождение волн  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$  (рис. 3б) и обращается в нуль их групповая скорость (критические условия  $HE$ -типа [10]). Эти частоты являются границами диапазона существования комплексных волн. При принятой нормировке (4), векторные функции сечения низших возбуждаемых в ЭДВ типов волн связаны следующими соотношениями\*:

$$e_{t22} \cong \pm e_{t21}, \quad h_{t22} \cong \mp h_{t21}, \quad 0 < (\bar{f} - \bar{f}_{k2})/\bar{f} \ll 1; \quad (8)$$

$$e_{t22} = \pm i e_{t21}^*, \quad h_{t22} = \mp i h_{t21}^*, \quad \bar{f}_{k1} < \bar{f} < \bar{f}_{k2}; \quad (9)$$

$$e_{t22} \cong \pm i e_{t21}, \quad h_{t23} \cong \pm i h_{t21}, \quad 0 < (\bar{f}_{k1} - \bar{f})/\bar{f} \ll 1. \quad (10)$$

Из соотношений (8)–(10) с помощью (3) и (6) для амплитуд низших типов волн, возбуждаемых в ЭДВ бегущей волной  $H_{11}$ , получаем:

$$A_{22}^- \cong \mp A_{21}^+, \quad A_{21}^- \cong \mp A_{22}^+, \quad 0 < (\bar{f} - \bar{f}_{k2})/\bar{f} \ll 1; \quad (11)$$

$$A_{22}^- \cong \mp i (A_{21}^*)^*, \quad A_{21}^- \cong \mp i (A_{22}^*)^*, \quad \bar{f}_{k1} < \bar{f} < \bar{f}_{k2}; \quad (12)$$

$$A_{22}^+ \cong \pm i A_{21}^+, \quad A_{22}^- \cong \pm i A_{21}^-, \quad 0 < (\bar{f}_{k1} - \bar{f})/\bar{f} \ll 1. \quad (13)$$

Согласно (11) наблюдаемое на рис. 2б резкое уменьшение  $K_p$  при  $\bar{f}/\bar{f}_{k2} \geq 1$  объясняется взаимной компенсацией в ЭДВ потоков энергии некомплексных волн  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$ . Оба типа волн здесь принадлежат к классу распространяющихся, и их суммарный поток равен

$$P_2 = |A_{21}^+|^2 + |A_{22}^+|^2 - |A_{21}^-|^2 - |A_{22}^-|^2 \rightarrow 0. \quad (14)$$

Как видим, некомплексные волны  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$ , у которых фазовая скорость направлена в одну сторону, имеют приблизительно одинако-

\* Для краткости записи индексом «1» обозначаем некомплексную волну  $HE_{11}$  ( $\bar{f} < \bar{f}_{k1}$ ,  $\bar{f} > \bar{f}_{k2}$ ) и комплексную волну с  $\gamma_1 = \beta - i\alpha$  ( $\beta, \alpha$  — положительные действительные числа,  $\bar{f}_{k1} < \bar{f} < \bar{f}_{k2}$ ), индексом «2» — волну  $EH_{11}$  ( $\bar{f} < \bar{f}_{k1}$ ,  $\bar{f} > \bar{f}_{k2}$ ) и комплексную волну с  $\gamma_2 = -\beta - i\alpha$  ( $\bar{f}_{k1} < \bar{f} < \bar{f}_{k2}$ ).

зую амплитуду, но вследствие противоположного направления их групповых скоростей потоки переносимой ими энергии противонаправлены. Вклад высших типов волн в общий поток незначителен (в данном примере  $(P_{\text{вт}}/P_{\text{пад}}) 100\% \cong 0,2\%$ ), так как они запредельны и слабо возбуждаются полем волны  $H_{11}$ .

Компенсация потоков волн  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$  имеет место также в области частот  $\bar{f}/\bar{f}_{k1} \leq 1$ , где оба этих типа волн являются запредельными и перенос энергии осуществляется суперпозицией прямой и отраженной волн. Переносимые волнами  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$  потоки энергии при выполнении соотношений (13) равны и противонаправлены, поскольку одна из них принадлежит к классу  $H$ -, а другая — к классу  $E$ -волн.

В области частот  $\bar{f}_{k1} < \bar{f} < \bar{f}_{k2}$  в связи с появлением в ЭДВ энергетически неортогональных комплексных волн изменяется характер процессов передачи энергии и для суммарного потока энергии  $P_{\Sigma}$  суперпозиции комплексных волн справедлива формула [9]

$$P_{\Sigma} = 2 |\operatorname{Im} \{A_{21}^+ (A_{22}^-)^* - A_{21}^- (A_{22}^+)^*\}|. \quad (15)$$

Подстановка в (15) соотношений (6) и (12) позволяет получить

$$P_{\Sigma} = 2 \left| \operatorname{Re} \left\{ \int_S [\mathbf{e}_{t21} \times \mathbf{h}_{t1B}] \cdot \mathbf{z}_0 dS \int_S [\mathbf{e}_{t1B} \times \mathbf{h}_{t21}] \cdot \mathbf{z}_0 dS \right\} \right| P_{\text{пад}}, \quad (16)$$

где  $\mathbf{e}_{t1B}$ ,  $\mathbf{h}_{t1B}$  — функции сечения возбуждающей волны  $H_{11}$ .

Интересно отметить, что половина величины  $P_{\Sigma}$ , рассчитанной по формуле (16), равна парциальным потокам, переносимым волнами  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$  на частотах  $\bar{f}/\bar{f}_{k2} \geq 1$ . Это означает, что вместо наблюдаемой вне области существования комплексных волн компенсации парциальных потоков энергии двух низших типов волн ЭДВ происходит их сложение внутри этой области. Согласно численным данным, приведенным на рис. 2б, а также результатам работы [11] в случае тонких шайб, для которых справедливо (16), коэффициент передачи в области существования комплексных волн близок к единице.

Таким образом, на границах диапазона комплексных волн имеют место резкие скачки частотной зависимости  $K_p(\bar{f})$ . В случае тонких шайб в пределах  $\bar{f}_{k1} < \bar{f} < \bar{f}_{k2}$   $K_p$  практически постоянен. Причем в этом диапазоне комплексными волнами переносится более 95% всей энергии. С увеличением толщины шайбы наблюдается уменьшение  $K_p$ , появляется наклон характеристики  $K_p(\bar{f})$  (рис. 2б), что объясняется увеличением затухания комплексных волн с уменьшением частоты.

При одинаковых толщинах шайбы резонансный спад  $K_p$  на границах диапазона комплексных волн (рис. 2б) проявляется значительно резче, чем на критической частоте волны  $HE_{11}$  в отсутствие комплексных волн в спектре ЭДВ (рис. 2а). Это связано с тем, что в первом случае в общий поток энергии через отрезок ЭДВ не вносят вклада оба низших типа волн, а во втором случае — только один. В терминах теории цепей это означает, что при наличии комплексных волн легко реализуются близкие к единице значения коэффициента связи резонатора с внешними цепями.

Характер зависимости  $K_p(\bar{f})$  не изменяется, если высокочастотная граница области существования комплексных волн  $\bar{f}_{k2}$  является точкой вырождения запредельных волн  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$  [12]. При этом для частот  $0 < (\bar{f} - \bar{f}_{k2})/\bar{f} \ll 1$  справедливы соотношения (10) и (13).

**3. Дифракция на длинном стержне.** Предельным случаем при  $L/\lambda_B \rightarrow \infty$  является стык круглого однородно заполненного волновода и ЭДВ. Основные особенности протекающих в этом случае физических процессов были рассмотрены ранее [7]. В диапазоне комплексных и за-

пределных волн ЭДВ при  $\alpha L \geq 1,5$  полученные там выводы, как показали численные расчеты, полностью применимы к структуре, изображенной на рис. 1.

Вследствие сильного затухания собственных волн ЭДВ при  $f < f_{k2}$  амплитуды отраженных волн  $|A_{2q}^-|$  много меньше амплитуд прямых волн  $|A_{2q}^+|$  и поэтому  $K_p \rightarrow 0$  (рис. 4). В

области частот  $f_{k1} < f < f_{k2}$  амплитуды комплексных волн  $|A_{21}^+|$  и  $|A_{22}^+|$  приблизительно равны и значительно превышают амплитуды других возбуждаемых в ЭДВ волн. Поле в стержне вблизи частоты  $f_{k2}$  близко к полю стоячей волны и с уменьшением частоты при приближении к  $f_{k1}$  плавно трансформируется в поле запредельной волны [7]. Как показывают расчеты, длина стержня начинает оказывать существенное влияние на характеристики системы лишь на частотах  $f > f_{k2}$ , где в ЭДВ появляются бегущие волны, что приводит к возникновению продольных резонансов (рис. 4).

Рис. 4 Коэффициент передачи по мощности в случае длинного стержня.

Рассмотренные примеры дифракции волны  $H_{11}$  круглого волновода на коаксиально-расположенной диэлектрической шайбе не охватывают всего многообразия явлений, возможных в такой структуре. В частности, соотношения (12) между амплитудами комплексных волн определяются характером возбуждающего поля. Если волна  $H_{11}$  запредельная, то вместо (12) получаем

$$A_{22}^+ \cong \pm (A_{21}^+)^*, \quad A_{22}^- \cong \pm (A_{21}^-)^*. \quad (17)$$

В общем случае при произвольном возбуждающем поле, представляющем некоторую суперпозицию распространяющихся и нераспространяющихся волн круглого волновода, амплитуды четырех комплексных волн различны. Меняя условия возбуждения, можно реализовать такой случай, чтобы амплитуда одной из комплексных волн значительно превышала амплитуды других волн ЭДВ.

Интересные явления в исследуемой структуре могут происходить также в переходной области значений  $L$ , когда толщина шайбы соизмерима с длиной одной из бегущих волн ЭДВ. В этом случае вблизи рассмотренных в данной работе резонансов поперечного типа могут находиться резонансы продольного типа. Однако при любых  $L$  частота поперечного резонанса ниже частоты продольного резонанса. Это обстоятельство свидетельствует о перспективности использования на практике резонаторов с поперечным типом колебания. Особенно полезным, например в системах обработки сигналов, может оказаться использование двух близко расположенных резонансов шайбы, возникающих вблизи границ диапазона существования комплексных волн. Положением частот этих резонансов удобно управлять изменением диаметра шайбы и ее диэлектрической проницаемости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Веселов Г. И., Любимов Л. А. — Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 9, с. 1530.
2. Clarricoats P. J. B., Slinn K. R. — Electron. Lett., 1965, 1, p. 145.

3. Веселов Г. И. Диссертация. — М.: МВТУ, 1971, 350 с.
4. Веселов Г. И., Краснушкин П. Е. — ДАН СССР, 1981, 260, № 3, с. 576.
5. Клонпе M. Dissertation. — TH Darmstadt, 1971, 131 s.
6. Katziger H., Lange F. J. K. — AEU, 1983, Hf. 1/2, s. 1.
7. Веселов Г. И., Гуреев А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 3, с. 350.
8. Веселов Г. И., Гуреев А. В. — Сб Электродинамические основы автоматизированного проектирования интегральных схем СВЧ. — М.: ИРЭ АН СССР, 1981, с. 175.
9. Веселов Г. И., Гуреев А. В. Тезисы докладов VIII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн — М: ИРЭ АН СССР, 1981, 2, с. 222
10. Веселов Г. И., Семенов С. Г. — Сб Доклады научно-технической конференции по итогам НИР за 1968—1969 гг Секция радиотехническая, линии передачи и волноводные устройства — М.: Энергет ин-т, 1969, с. 43.
11. Веселов Г. И., Гуреев А. В. Статья депонирована в ЦНТИ Информсвязь, рег. № 167. Деп. от 22 ноября 1982 г
12. Веселов Г. И., Семенов С. Г. — Радиотехника, 1982, 37, № 10, с. 57.

Московский институт  
электронной техники

Поступила в редакцию  
3 октября 1983 г.

## DIFFRACTION PROPERTIES OF A FINITE DIELECTRIC ROD IN A CIRCULAR WAVEGUIDE

*G. I. Veselov, A. V. Gureev, V. Yu. Soldatkin*

$H_{11}$  wave diffraction on a finite dielectric rod in a circular waveguide is theoretically analyzed. Frequency dependencies of power attenuation for the dielectric waveguide with or without complex waves are given. An additional transverse resonance caused by complex waves is found. Field characteristics for two extreme rod dimensions are investigated.

## Аннотации депонированных статей

УДК 621.391.1

## СТАТИСТИКА ВРЕМЕНИ ДОСТИЖЕНИЯ ЗАДАННОГО УРОВНЯ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ИНЕРЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ СИГНАЛА НА ФОНЕ СЛУЧАЙНЫХ ПОМЕХ

*Ю. П. Вирченко, А. С. Мазманишвили*

Рассмотрены инерционный квадратичный детектор и процедура амплитудной дискриминации выходного процесса детектора по заданному уровню. Получено аналитическое выражение для плотности распределения вероятностей для времени достижения выходным процессом этого уровня. Приведено также аналитическое выражение для случая, когда интенсивность помехи мала.

Статья депонирована в ВИНТИ,  
рег. № 6495—84. Деп. от 2 октября 1984 г.