где $\hat{I} F \equiv \frac{1}{\pi i} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{F(t)\, dt}{t - t_0}$, а X^+ и X^- —решения соответствующей однородной задачи

$$X^+ = \exp\left\{\frac{1}{2\pi i} \int\limits_{-\cup\to} \frac{\ln G dt}{t - t_0}\right\}, \qquad X^- = \exp\left\{\frac{1}{2\pi i} \int\limits_{-\cap\to} \frac{\ln G\, dt}{t - t_0}\right\}. \tag{6}$$

Контур интегрирования в (6) пробегает всю действительную ось, обходя точку t_0 снизу и сверху соответственно.

В общем случае интегралы в (6) могут быть найдены только численно Если, однако, в задаче можно выделить малый параметр, результат легко получить в аналитическом виде как разложение в ряд по этому параметру

Рассмотрим, например, случай малой гиротропии ($\mu_a \ll \mu$). В нулевом приближении по параметру μ_a/μ находим

$$X^+ = X^- = 1, \qquad \psi^+ = -f(-t), \qquad \psi^- - -f(t). \tag{7}$$

Теперь неизвестные амплитуды Фурье h и h_1 будут иметь вид

$$h_1 = \frac{[f - f(-t)]}{\Delta \sin(v_1 a)}, \qquad h = \frac{[f - f(-t)]}{\Delta \sin[v(b-a)]}. \tag{8}$$

Подставляя эти выражения в (1), получим амплитуды возбуждающихся волн

$$T_{mn} = \frac{4\mu_a \gamma_m^2 \sin(ga)}{ik\mu^2 \left(\gamma_m^2 - \gamma_n^2\right)} \left(\frac{1}{\sin(v_1 a) \frac{d\Delta}{dt}}\right)_{(\gamma_n)}. \tag{9}$$

Здесь индекс m соответствует падающей волне, а индекс n — волне, возбудившейся на торце

ЛИТЕРАТУРА

1 А Г Гуревич, Ферриты на сверхвысоких частотах, Физматгиз, 1960
2 В. И. Курилко, Изв высш уч зав — Радиофизика, 9, № 5, 980 (1966).
3. Б Нобл, Метод Винера—Хопфа, ИЛ, М, 1962.
4. Н Винер, И. О Пэли, Преобразование Фурье в комплексной плоскости, изд Наука, М., 1964
5. Н. И Мусхелишвили, Сингулярные интегральные уравнения, Физматгиз, М, 1962.
6 Ф. Д Гахов, Краевые задачи, Физматгиз, М, 1963
7. В. А. Буц, Украинский физический журнал.

Поступила в редакцию
13 августа 1968 г

УДК 621 372 823

ДИФРАКЦИЯ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ВОЛН НА ШИРОКОЙ ЩЕЛИ КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА

Р. Б. Ваганов

Для описания распространения электромагнитных волн в волноводах, поперечные размеры которых велики по сравнению с длиной волны, приходится использовать как волноводные, так и оптические закономерности Именно к таким, квазиоптическим, проблемам относится задача о широкой щели в многоволновом волноводе. Рассмотрим круглый волновод. Через a и L обозначим его радиус и наибольший размер щели, отсчитываемый вдоль образующей Под щелью здесь имеется в виду любое отверстие в стенке волновода (рис 1), причем предполагается, что все размеры больше длины волны, т. е. выполняются условия

$$ka \gg 1, \qquad kL \gg 1, \tag{1}$$

где k — волновое число Слева падает волна номера $j = (q, n)$, здесь q — радиальный, а n — азимутальный индексы. Большая часть энергии j-й волны проходит в правый волновод в виде волны того же номера, меньшая часть излучается в щель и распределяется по волнам других номеров. Найти общие потери $1-|A_j|^2$ падающей волны и амплитуды A_m паразитных волн справа от отверстия позволяет асимптотический метод, предложенный в [1, 2]. Для определения поля в правом волноводе сначала одним из методов физической оптики находится приближенное значение поля на щели, затем по найденному полю обычными приемами теории возбуждения волноводов вычисляется искомое поле В работе [1] рассмотрена щель в плоском волноводе, в [2] — волноводный крест и эквивалентный кресту излом волновода с плоским зеркалом Потери симметричных волн круглого волновода в изломе и симметричной щели найдены в работах [2, 3] В предлагаемой заметке теория переносится на несимметричные волны

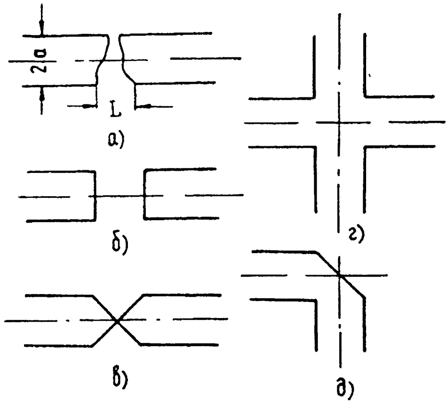

Рис. 1. Широкая щель в круглом волноводе:

а) произвольная широкая щель; б) симметричная щель; в) щель, эквивалентная волноводному кресту (г) и излому с плоским зеркалом (д).

Поле на щели ищется в приближении принципа Гюйгенса—Кирхгофа. Его расчет существенно упрощается при выполнении некоторых условий, когда поле на отверстии определяется структурой поля набегающей волны на поверхности $z=\text{const}$ вблизи начала щели Иными словами, щель освещается не всем фронтом j-й волны, а лишь небольшой ее частью, примыкающей к стенке Для $z=L$ размер этой части наибольший и имеет порядок первой зоны Френеля, т е $\sqrt{L/k}$. Если величина $\sqrt{L/k}$ мала по сравнению с поперечными размерами волновода, то появляется параметр малости задачи

$$\mu=\sqrt{L/ka^2}\ll 1 \tag{2}$$

и, следовательно, кроме условий (1) выполняется условие $kL \ll (ka)^2$.

Поле, примыкающее к левой кромке щели, удобно записать в декартовых координатах $(\xi,\ \eta)$ в малой окрестности точки $(r=a,\ \varphi,\ z=0)$:

$$\begin{aligned} E^j_\xi &= H^j_\eta = B_1\begin{bmatrix} \pm\cos(n_j\varphi) \\ \sin(n_j\varphi)\end{bmatrix}(\nu_j/a)\,\eta\,, \\ E^j_\eta &= -H^j_\xi = B_2\begin{bmatrix} \mp\sin(n_j\varphi)\mp(n_j/a)\,\xi\cos(n_j\varphi) \\ \cos(n_j\varphi)-(n_j/a)\,\xi\sin(n_j\varphi)\end{bmatrix}. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь ξ направлена по касательной к стенке, η — вдоль радиуса, ξ, η и z образуют правую тройку. Верхний знак относится к магнитным, нижний — к электрическим волнам. Для магнитных волн ν_j — корень уравнения $J'_n=0$, $B_2=n_j\nu_j B_1/(\nu_j^2-n_j^2)$ для электрических — корень уравнения $J_n=0$, $B_2=-\nu_j B_1/n_j$ (B_1 — нормировочный коэффициент). Контур щели не является, конечно, прямой линией, он изгибается в плоскости $(\xi,\ \eta)$, а в некоторых случаях и в плоскости $(\xi,\ z)$. Этим изгибом можно пренебречь, если справедливо неравенство (2). Нетрудно видеть, что поле на щели определяется полем (3) при выполнении несколько более жесткого условия

$$\nu_j\mu\ll 1\,. \tag{4}$$

Выпишем поле на щели. Электрическое поле равно

$$\begin{aligned} E_\varphi &= \pm\, i^{3/2}B_1(\nu_j/a)\sqrt{z/k}\,\frac{e^{-ikz}}{\sqrt{2\pi}}\begin{bmatrix}\pm\cos(n_j\varphi)\\ \sin(n_j\varphi)\end{bmatrix}, \\ E_z &= -\,i^{3/2}B_2\frac{1}{\sqrt{kz}}\,\frac{e^{-ikz}}{\sqrt{2\pi}}\begin{bmatrix}\mp\sin(n_j\varphi)\\ \cos(n_j\varphi)\end{bmatrix}, \end{aligned} \tag{5}$$

причем координата z отсчитывается от левой кромки щели Магнитное поле в μ-приближении оказалось равным половине магнитного поля набегающей волны у стенки регулярного волновода.

Теперь уже нетрудно стандартным методом [4] найти амплитуды волн, рассеянных в правом волноводе.

$$A_m = \delta_{jm} + \frac{1}{kh_m} \int (E_\varphi \hat{H}_z^m - E_z \hat{H}_\varphi^m)\, dS. \tag{6}$$

Здесь интегрирование производится по отверстию, $\hat{H}_z^m$ и $\hat{H}_\varphi^m$—вспомогательные поля, $h_m = \sqrt{k^2 - \nu_m^2/a^2}$. Опуская элементарные вычисления, выпишем некоторые результаты. Потери магнитной волны в симметричной щели выражаются формулой

$$1 - |A_j|^2 = \frac{2n_j^2}{\sqrt{\pi}(\nu_j^2 - n_j^2)}\,\mu. \tag{7}$$

Мы ограничились членом старшего порядка по μ и, соответственно, величиной $E_z \hat{H}_\varphi^m$ под интегралом в (6). Зная поле на отверстии, легко найти энергию, ушедшую в щель Оказывается, что излучению в щель обязана половина потерь (7), а оставшаяся половина—преобразованию в прямые паразитные волны Для волн высших радиальных порядков характер зависимости потерь от μ меняется. Это связано с тем, что кроме параметра малости μ при фиксированном n_j появляется большой параметр $\nu_j \gg n_j$. При этом следует учитывать член разложения по μ, пропорциональный $\mu^3 \nu_j^2$, который получается, если принять во внимание $E_\varphi \hat{H}_z^m$ под интегралом в (6):

$$1 - |A_j|^2 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{n_j^2}{\nu_j^2}\,\mu + \nu_j^2 \mu^3/3 \right). \tag{8}$$

С ростом ν_j первое слагаемое быстро уменьшается, а второе растет. При $\nu_j = (n_j \sqrt{3}/\mu)^{1/2}$ достигаются минимальные потери, равные $4n_j\mu^2/\sqrt{3\pi}$. Заметим, что условие (4) при этом должно оставаться справедливым. С дальнейшим увеличением номера волны преобладающим становится второе слагаемое, а потери—пропорциональными третьей степени параметра малости. Для симметричных волн формула (8) совпадает с результатом, полученным в [3].

Потери электрических волн в симметричной щели в первом порядке по μ не зависят от собственного значения и равны

$$1 - |A_j|^2 = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\,\mu. \tag{9}$$

Нетрудно получить выражение для потерь несимметричных волн в волноводном кресте и изломе с плоским зеркалом. Так, например, для волны H_{11} потери в изломе на угол β равны

$$1 - |A_j|^2 = \frac{C}{(ka \sin\beta)^{1/2}}, \qquad C = \frac{4}{5(\nu_j^2 - 1)\,\Gamma^2(1{,}25)}, \tag{10}$$

если зависимость E_r от азимутального угла имеет вид $E_r = E_{r0} \sin\varphi$, а радиус $\varphi = 0$ лежит в плоскости излома Для скрещенной поляризации, т. е. для волны с $E_r = E_{r0} \cos\varphi$, коэффициент C больше (10) в 1,5 раза. Потери волны H_{21} определяются выражением, аналогичным (10),

$$1 - |A_j|^2 = \frac{D}{(ka \sin\beta)^{1/2}}, \qquad D = \frac{16}{15(\nu_j^2 - 4)\,\Gamma^2(1{,}25)}, \tag{11}$$

если $E_r = E_{r0} \sin(2\varphi)$, Для другой ориентации волны H_{21}, когда $E_r = E_{r0} \cos(2\varphi)$, потери в 4,5 раза больше (11).

На рис 2 проведено сравнение потерь волн H_{11}, H_{21} и E_{11}, вычисленных по формулам (7) и (9), с экспериментальными данными. Радиус волновода — 3 *см* длина волны — 0,8 *см*. Волна H_{11} формировалась обычным переходом от прямоугольного волновода к круглому, волны H_{21} и E_{11} — дифракционными возбудителями [5]. Щель симметричная; для уменьшения влияния торцов в них вставлялись тонкие латунные цилиндры, выступавшие из открытых концов волноводов. Измерения велись методом замещения. При изменении ширины щели на монотонную зависимость выходного сигнала от L накладывались колебания, вызванные, в частности, многократным рассеянием на торцах [6] Следует отметить, что полученные формулы удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными при $\mu < 0,3 \div 0,4$ и могут быть использованы для асимптотической оценки потерь в щели круглого волновода.

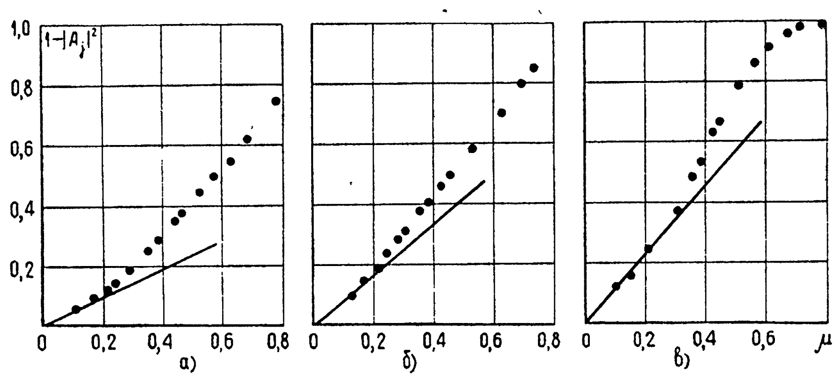

Рис 2. Потери несимметричных волн в шели круглого волновода:
а) волна H_{11}, б) волна H_{21}, в) волна E_{11}.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить Б. З. Каценеленбаума и М И Петелина за ценную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б З. Каценеленбаум, ДАН, **144**, 322 (1962)
2. Б З Каценеленбаум, Радиотехника и электроника, **8**, 1111 (1963)
3. Р Б Ваганов, Радиотехника и электроника, 8, 1264 (1963)
4. Л А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, изд Сов радио, М, 1957
5. В В. Мериакри, Исследование потерь волны H_{01} на преобразование в линиях со случайными неоднородностями, Диссертация, М, 1963
6. Б. В Костров, Е. И. Нефёдов, Радиотехника и электроника, **9**, 649 1964)

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
27 февраля 1968 г.

УДК 621.378.527

О ВОЗМОЖНОМ МЕТОДЕ ЗАЩИТЫ КПУ ОТ НАСЫЩЕНИЯ

Н. Т. Черпак, Я. Л. Шамфаров

Применение квантовых парамагнитных усилителей (КПУ) в импульсных радиолокационных станциях сопряжено с необходимостью защиты КПУ от насыщения просачивающейся на вход приемной системы мощностью передатчика Наиболее простым и эффективным методом защиты является метод отвода магнитного поля от резонансного значения на время излучения зондирующего импульса Это достигается при помощи импульса магнитного поля, приложенного параллельно вектору статистического поля H_0 и возбуждаемого парой катушек Гельмгольца. Скорость, с которой можно изменять магнитное поле, определяется требованием адиабатичности процесса Это означает, что изменения возмущения должны быть медленными по сравнению со скоростью внутренних процессов, В данном случае речь идет о частоте прецессии магнитных моментов электронов вокруг вектора магнитного поля H_0. Указанная частота совпадает с рабочей частотой КПУ. Таким образом, время изменения поля должно составлять несколько периодов рабочей частоты КПУ, т. е. требование адиабатичности процесса не является ограничивающим. Время перестройки магнитного поля в импульсе определяется постоянной времени катушек Гельмгольца, которые возбуждают импульс магнитного поля В реальных системах постоянная катушек составляет обычно ~35 *мксек* [1].

В данной заметке обсуждается возможность использования эффекта линейного