

$$\lambda_3 = 1 + \Delta\lambda_3 \approx 1 + \nu^{(3)}N \left[\frac{(N\Delta u^{(3)})^4}{108} \right] \quad (8)$$

С помощью (7), (8) проведем сопоставление потенциальной эффективности оценивания ранга шумового проектора для случаев двух и трех источников. Для этого рассмотрим несколько ситуаций

1) $\nu^{(2)} = \nu^{(3)}$; $\Delta u^{(2)} = \Delta u^{(3)} = \Delta u$. При этом величина $\Delta\lambda_3$ в $4,5 (N\Delta u)^{-2}$ раз меньше величины $\Delta\mu^2$. Следовательно, эффективность оценивания ранга D в случае трех источников более низкая, чем в случае двух

2) $\nu^{(2)} \neq \nu^{(3)}$; $\Delta u^{(2)} = \Delta u^{(3)} = \Delta u$. Приравнявая $\Delta\lambda_3$ и $\Delta\mu_2$, получим отношение мощностей источников, необходимое для обеспечения одинаковой эффективности оценивания размерности шумового подпространства в случаях $K=2$ и $K=3$ при равном угловом разнесении:

$$\nu^{(3)}/\nu^{(2)} \approx 4,5 (N\Delta u)^{-2} \approx 0,1 (\Delta\theta_{\pi}/\Delta\theta)^2, \quad (9)$$

где $\Delta\theta_{\pi}$ и $\Delta\theta$ — ширина луча АР и разнесение источников по углу. Из (9) следует, что для обеспечения одинаковой эффективности $\nu^{(3)}$ должна существенно превышать $\nu^{(2)}$, причем отношение $\nu^{(3)}/\nu^{(2)}$ возрастает при сближении источников по углу

3) Пусть теперь $\nu^{(2)} = \nu^{(3)}$, а $\Delta u^{(2)} \neq \Delta u^{(3)}$. Приравнявая $\Delta\mu_2$ и $\Delta\lambda_3$, получим соотношение между величинами углового разнесения, при котором эффективность оценивания ранга шумового проектора одинакова для случаев $K=2$ и $K=3$:

$$\frac{\Delta u^{(3)}}{\Delta u^{(2)}} \approx \frac{3}{\sqrt{2}} (N\Delta u^{(3)})^{-1} = \sqrt{\frac{3}{\sqrt{2}}} (N\Delta u^{(2)})^{-1}. \quad (10)$$

Таким образом, одинаковая эффективность имеет место при $\Delta u^{(3)} > \Delta u^{(2)}$. Отношение (10) возрастает при сближении источников по углу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schmidt R O // Proc. RADC Spectral Est Workshop. 1979 P 243
2. Wax M, Kailath T // IEEE Trans 1985 V ASSP-33 № 7 P 387
3. Kaye M, Vargabell A J // IEEE Trans 1986 V ASSP-34 № 2 P. 331.
4. Караваев В. В., Сазонов В. В. Статистическая теория пассивной локации. — М.: Радио и связь, 1987 — 240 с
5. Bropez T P, Cardzow J. A // Proc. Int Conf Acoust Speech Sign Proc. 1984 V 1 P 148/1
6. Lee K S, Neuper J. C // Proc Ant. and Propag AP-S Int Symp Dig 1986 V 2 P 587
7. Бьенвеню Ж, Копп Л. В кн.: Подводная акустика и обработка сигналов. — М.: Мир, 1985 С. 442
8. Кнафель А И. Препринт НИРФИ № 238 Горький, 1987.
9. Ермолаев В. Т., Флакسمан А. Г. // Изв вузов Радиофизика. 1982. Т. 25. № 4. С. 472.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
17 декабря 1987 г.,
в окончательном варианте
13 декабря 1988 г.

УДК 538.574 4

О РАССЕЯНИИ ВОЛНЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ГОФРОМ: УПРАВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ МОЩНОСТИ МЕЖДУ РАССЕЯННЫМИ ВОЛНАМИ ПОДБОРОМ ПРОФИЛЯ

Е. В. Копосова, М И. Петелин

Как известно, при падении плоской электромагнитной волны на периодически гофрированную поверхность возникают рассеянные плоские волны, направления распространения которых определяются только периодом гофра d , а амплитуды зависят от его профиля, описываемого функцией $l(z) = l(z+d)$, где z — координата, параллельная поверхности. В частности, если глубина гофра много меньше длины волны λ , то амплитуда n -й рассеянной волны пропорциональна амплитуде n -й гармоники l_n ряда Фурье

$$l(z) = \sum_n l_n \exp\left(in \frac{2\pi}{d} z\right) + \text{к.с.}$$

Поскольку число распространяющихся рассеянных волн конечно, то структурой поля излучения можно управлять, изменяя конечное число низших членов этого ряда, остальные, более высокие гармоники профиля можно подобрать, например, из соотношений повышения «технологичности» изготовления гофра или, в мощных системах, повышения его электропрочности.

Естественно, что и при большей глубине гофра можно в широких пределах управлять соотношением амплитуд рассеянных волн, изменяя ограниченное число параметров, определяющих профиль гофра [1, 2], разумеется, при условии, что класс варьируемых функций обладает достаточной полнотой, как, например, ряд Фурье. В настоящей работе предпринята попытка посредством численного эксперимента показать, что подбором профиля гофра можно добиться деления исходной мощности нормально падающей волны на произвольное количество волн, имеющих одинаковые мощности («равномощностное» рассеяние — РМР).

Численное решение задачи производилось методом интегрального уравнения [3]. Падение волны предполагалось нормальным, а вектор электрического поля — параллельным ребрам гофра. Период гофра был нормирован на 2λ .

РМР на две и на три волны ($1 < \kappa = d/\lambda < 2$). Сначала исследовалось рассеяние волны на поверхностях с синусоидальным профилем гофра. На плоскости параметров $\{\kappa, H\}$, где $H = 2\pi h/d$ — глубина гофра (рис. 1), была найдена кривая, соответствующая РМР на три волны. Режим РМР на две волны для рассматриваемого семейства профилей отсутствует, поскольку энергия зеркальной волны может обращаться в нуль лишь в единственной точке $\kappa = 2$ на границе интервала при определенной амплитуде гофрировки.

Для осуществления РМР на две волны было увеличено количество параметров в профиле гофра, а именно: было исследовано рассеяние волны на поверхности с прямоугольным гофром, который при нормированном периоде может быть описан двумя параметрами: относительной шириной канавки θ и глубиной H (рис. 2а). При различных θ энергия зеркальной волны в зависимости от κ ведет себя качественно различно. Так, при относительно широкой канавке ($\theta \geq 2/3$) она представляет собой плавную функцию и имеет широкие минимумы, ни при каких H не достигающие нуля. При сужении канавки масштаб изменения $W_0(\kappa)$ сокращается, и при этом появляется область параметров κ, H , где $W_0(\kappa)$ обращается в нуль (для $\theta = 0,5$ она изображена на рис. 3, кривая 1). При таком режиме вся энергия падающей волны распределяется поровну между ± 1 -ми волнами рассеянного поля, что соответствует РМР на две волны. При дальнейшем сужении канавки ($\theta \lesssim 0,3$) область существования эффекта РМР на две волны уменьшается и, наконец, исчезает.

Режим РМР на две волны может быть реализован, очевидно, и в системах со сглаженным профилем, привлекательных с точки зрения рассеяния волн большой мощности. В этой связи рассматривались поверхности, имеющие канавки с синусоидальными стенками глубины H и плоским участком относительной ширины $\beta > 0$ при его расположении на дне канавки (рис. 2б) и $\beta < 0$ при его расположении на гребне (рис. 2в).

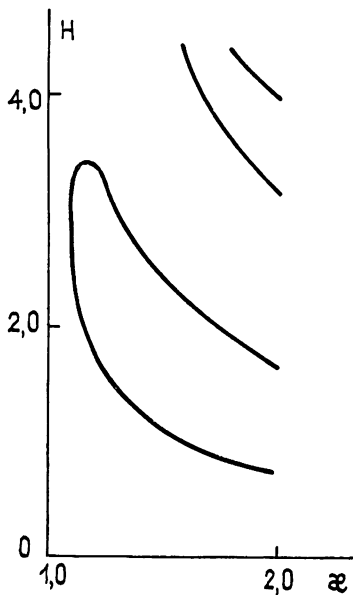


Рис 1. Линии РМР на три волны для гофра синусоидального профиля.

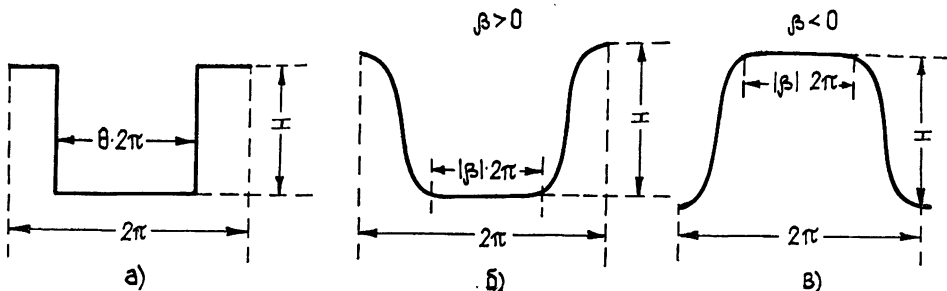


Рис. 2. Формы профилей гофра, характеризуемые двумя параметрами: прямоугольный и сглаженный.

В силу качественной схожести такого профиля с прямоугольным предполагалась и аналогия их свойств. И, действительно, исследования показали, при относительно широкой канавке ($\beta > 0$) энергия рассеяния в зеркальную волну зависит от κ плавно и

ни при каких \dot{H} не обращается в нуль. Для чисто синусоидальной поверхности ($\beta=0$) $W_0(x) = 0$ лишь в единственной точке при $\kappa = 2$. При сужении же канавки ($\beta < 0$)

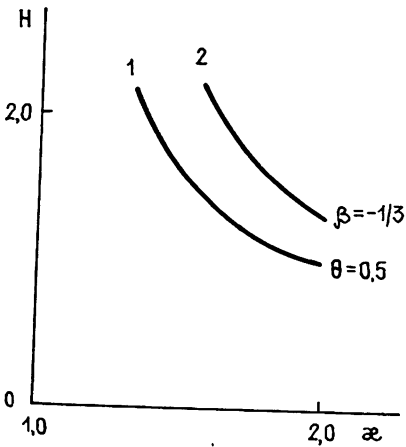


Рис 3. Линии РМР на две волны для поверхности с прямоугольным гофром $\theta=0,5$ (кривая 1) и поверхности со сглаженной формой гофра $\beta = -1/3$ (кривая 2).

к исчезновению интервала зануления зеркальной волны. Для выравнивания энергий ± 1 -й и ± 2 -й волн при занулении энергии зеркальной волны потребовалось введение в профиль более мелкой структуры. Так, исследование семейства профилей вида $(H/2)(\sin z + a \sin 3z)$ показали, что вариации a не влияют на наличие или отсутствие зануления зеркальной волны, но оказывают существенное влияние на перераспределение энергии между ± 1 -й и ± 2 -й волнами. В частности, для $H=1$ при $a = -0,2$ в точке $\kappa = 2,58$ при нулевой энергии зеркальной волны энергии ± 1 -й и ± 2 -й волн выравниваются и наблюдается режим МР на четыре волны (рис 5).

появляется область параметров РМР на две волны, которая наиболее обширна при $\beta = -1/3$ (рис. 3, кривая 2) и исчезает при $\beta \approx -2/3$.

РМР на четыре и пять волн ($2 < \kappa < 3$). Режим РМР на пять волн не предполагает зануления энергии зеркальной волны и поэтому осуществим на поверхностях с гофром даже простейшей формы. Так, для синусоидальной поверхности такому режиму соответствует ряд значений κ, H , одно из которых, например при $\kappa = 2,56, H = 3, 4$, рис. 4 демонстрирует пересечением кривых $W_0(\kappa), W_{\pm 1}(\kappa), W_{\pm 2}(\kappa)$.

Однако поделить энергию падающей волны на четыре равные части оказывается не столь просто. Хотя в случае синусоидальной поверхности в рассматриваемой области κ и существует интервал глубин $0,8 < H < 1,2$, в котором энергия зеркальной волны зануляется, энергии ± 1 -й и ± 2 -й волн при этом оказываются различными. Исследования гладкой поверхности с синусоидальными стенками, описанной выше, показали, что введение плоского участка в канавку или наличие гребня приводят лишь

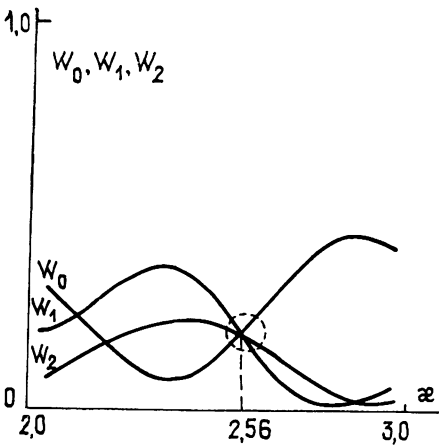


Рис. 4.

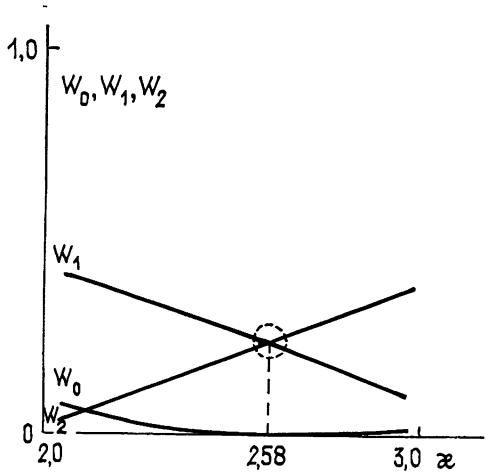


Рис. 5.

Рис. 4. РМР на пять волн для гофра синусоидального профиля; $H=3, 4$.

Рис. 5. РМР на четыре волны для поверхности с формой гофра $0,5(\sin z - 0,2 \sin 3z)$.

Поиск режимов РМР на большее число волн, очевидно, требует рассмотрения более сложных мелкоструктурных профилей, причем, основываясь на результатах проведенного численного эксперимента, а также на экстраполяции результатов теории возмущений (для мелкого гофра — см. введение), можно предположить, что для поиска режимов РМР на четное число волн $2N$, где требуется зануление зеркальной, необходимо исследовать $(N+1)$ -параметрическое семейство профилей. Для поиска же режимов РМР на нечетное число волн $2N+1$, не требующих зануления зеркальной, можно обойтись N -параметрическим семейством профилей. При этом вариация параметров профиля должна обеспечивать достаточно широкодиапазонное изменение тех (низших) коэффициентов разложения варьируемых функций в ряд Фурье, которые «ответственны» за переизлучение волны в распространяющиеся рассеянные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Семиногов В. Н., Соколов В. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93 Вып. 5(11). С. 1654.
2. Кириленко А. А., Кусайкин А. П., Сиренко Ю. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 24. № 10. С. 1182.
3. Вайнштейн Л. А., Суков А. И. // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29 № 8. С. 1472.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
31 мая 1988 г.

УДК 621.372.351.01.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИЭЛЕКТРИКА ПО РЕЗОНАНСАМ НА ЗАПЕРТЫХ МОДАХ

Т. И. Васильева, А. А. Кириленко, Е. А. Свердленко

Для определения комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' + j\epsilon''$ на СВЧ применяется целый ряд методов, использующих волноводные мосты, закрытые и открытые резонаторы, фурье-спектроскопию, лазеры [1]. Предлагаемая возможность

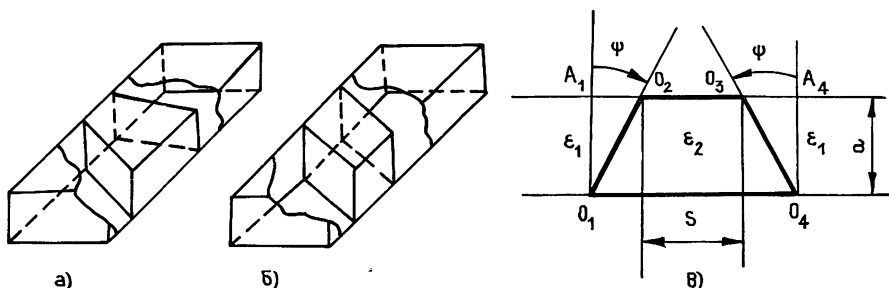


Рис. 1.

использования волноводных диэлектрических резонаторов (ВДР) в виде вставок с некоординатными границами (рис 1) для восстановления ϵ' и ϵ'' по характерным точкам АЧХ таких ВДР основывается на существовании зависимости между значениями их материальных и геометрических параметров, с одной стороны, и величиной резонансной частоты и глубины подавления — с другой. Наряду с [2] это обсуждалось и в [3]. Наличие строгой математической модели дифракции волн на таких вставках и созданного на ее основе эффективного численного алгоритма [2] позволяет определять ϵ' и $\text{tg } \delta = \epsilon''/\epsilon'$ материалов, диэлектрические проницаемости которых лежат в широких пределах.

При этом используются не низкодобротные резонансы, обусловленные основной волной и являющиеся традиционной основой такого рода измерений, а добротные резонансы на закрытых модах. Последние приводят к резонансному отражению сигнала вблизи частот высших (по поперечному индексу) колебаний ВДР. Положение этих резонансов на частотной оси определяется прежде всего величиной ϵ' , а глубина подавления сигнала — величиной диэлектрических потерь, т. е. $\text{tg } \delta$. На рис. 2 представлена рассчитанная по [2] зависимость глубины подавления L от величины ϵ'' для ВДР типа «параллелограмм» при $\epsilon' = 2,71$, $\psi = 15^\circ$, $s/a = 0,2$; $f_{\text{рез } 1} = 25,47$ ГГц и $f_{\text{рез } 2} = 19,45$ ГГц — соответственно сплошная и штриховая линии. Дифракционные добротности этих двух резонансов $Q_1 = 420$ и $Q_2 = 135$. Переходное затухание в резо-

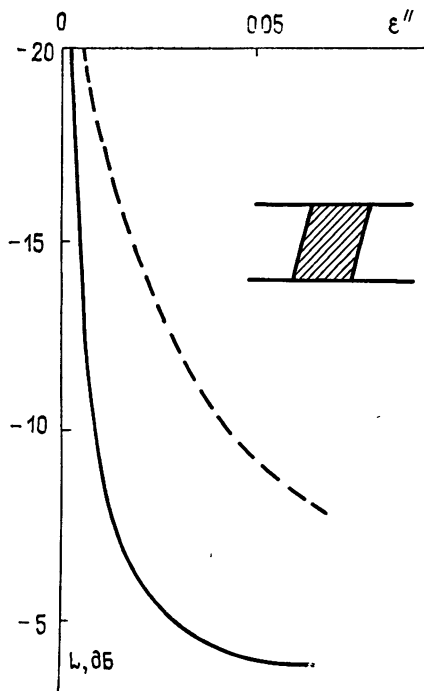


Рис. 2.

насыщения L, dB и ϵ''