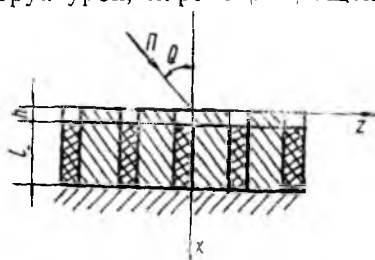


## РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

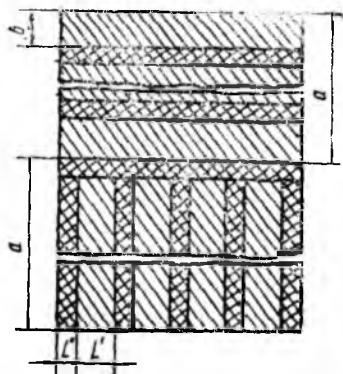
Одним из существенных недостатков многослойных радиопоглощающих материалов (РПМ) с волоконным поглощающим наполнителем является недостаточная равномерность распределения волокон в матрице, следствием чего является низкая повторяемость свойств изделий. Неравномерное распределение поглощающих волокон усложняет расчет коэффициента отражения теоретическим путем. Одним из возможных путей достижения положительных результатов в данном направлении является введение периодичности структуры РПМ. Данная работа посвящена теоретическому исследованию РПМ подобного типа.

Нами были промоделированы 4 варианта РПМ с периодической структурой, характеризующейся, в первую очередь, чередованием и направлением волоконистых материалов. Подробное описание технологии изготовления таких материалов, общий вид структуры которых показаны на рис. 1, и результаты измерений КСВ приведены в работе [1].

Рассматриваемую структуру поглотителя (рис. 1, а) в общем виде можно представить как чередование одной нерегулярной (с увеличивающейся по толщине поглотителя диэлектрической проницаемостью) области 1 с толщиной  $l+h$  и области 2 с идеальной проводимостью.



а



б

Рис 1

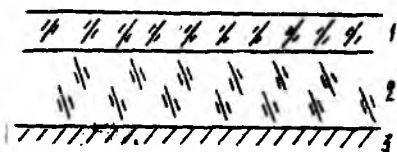


Рис. 2

Для расчета параметров данной структуры предлагается следующая модель. Реальная структура заменяется многослойной средой (рис. 2) с некоторыми эквивалентными параметрами каждого слоя. Слой 1 представляет выступы асбеста над структурой, слой 2 — периодическую асбесто-угловую среду, слой 3 — проводящую подложку.

Известны соотношения, определяющие коэффициент отражения от поверхности раздела двух сред [2].

$$\Gamma = \frac{\cos \theta - \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}} \quad (1)$$

Здесь  $\theta$  — угол падения;  $n_{21} = Z_{c1}/Z_{c2}$ , где  $Z_{c1}$ ,  $Z_{c2}$  — характеристическое сопротивление волны в первой и во второй средах соответственно. В нашем случае  $n_{21} = Z_0/Z_3$ ,  $Z_0 = 377$  Ом.

Для определения коэффициента отражения от рассматриваемой многослойной среды воспользуемся следующей методикой. Многослойная среда представляется как последовательное соединение двух линий, соответствующих средам 1 и 2 и нагруженных на сопротивление среды 3. Тогда поверхность раздела свободного пространства и среды 1 будет характеризоваться сопротивлением, зависящим от параметров всех сред:

$$Z_1 = Z_1 \frac{Z_2 + jZ_1 \operatorname{tg}(\gamma \cdot h)}{Z_1 + jZ_2 \operatorname{tg}(\gamma \cdot h)} \quad (2)$$

где  $Z_1 = Z_0/(\epsilon_1)^{1/2}$ ,  $\epsilon_1$  — эквивалентная диэлектрическая проницаемость 1-го слоя;  $Z_2 = jZ_{cp} \operatorname{tg}(\beta \cdot l)$  (3),  $Z_{cp}$  — усредненное характеристическое сопротивление 2-го слоя;  $\beta$  — эквивалентная фазовая постоянная в этом слое,  $l$  — толщина слоя;  $\gamma = 2\pi(\epsilon_1)^{1/2}/\lambda$  — постоянная распространения в среде 1,  $h$  — толщина первого слоя,  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве. Соотношение (3) справедливо, если слой 3 аппроксимировать идеальным прозодником.

Предложенная модель может быть использована для расчета коэффициента отражения от многослойной среды. В конкретном рассматриваемом случае задача усложняется тем, что среды имеют сложную геометрию, и их параметры являются функциями координат.

В качестве первого приближения для решения данной задачи используем для характеристики сред некоторые усредненные параметры. В частности, для определения эквивалентного значения диэлектрической проницаемости среды 1 можно воспользоваться результатами работы [3]

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon_{асб}L' + \epsilon_0L''}{L' + L''}$$

где  $\epsilon_{асб}$  — диэлектрическая проницаемость асбеста;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость воздуха;  $L'$  — толщина согласующего слоя, т. е. асбеста;  $L''$  — толщина широкой стенки волновода, т. е. углеволокна (рис. 1, б).

Сложнее обстоит дело со средой 2. В связи с определением ее параметров рассмотрим случай падения волны, у которой вектор

$\vec{E}$  параллелен проводящим перегородкам в одной из ячеек (или перпендикулярен перегородкам в другой). В этом случае в волноводах одной ячейки возбуждается  $H_{10}$ -волна, а в волноводах другой —  $H_{01}$ .

Если длина волны падающего сигнала меньше критической для волны типа  $H_{10}$ , то можно положить, что во второй среде волна распространяется с фазовой постоянной

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \epsilon_{ac6} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}}\right)^2},$$

где  $\lambda_{кр} = 2a$ ,  $a$  — размер широкой стенки волновода (рис. 1, б);  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве.

Потери в среде определяются активными потерями в волноводах с волной типа  $H_{10}$ , а также затуханием в запредельных волноводах с волной типа  $H_{01}$ .

Активные потери характеризуются постоянной затухания (2)

$$\alpha = \frac{1}{b} \sqrt{\frac{(\epsilon_{ac6})^{1/2} \pi}{\lambda \cdot \sigma_{угл} Z_0}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр} (\epsilon_{ac6})^{1/2}}\right)^2}} \left[ 1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр} (\epsilon_{ac6})^{1/2}}\right)^2 \right],$$

где  $\sigma_{угл}$  — удельная проводимость угольного волокна;  $a, b$  — размеры  $N$  параллельно соединенных линий (волноводов с размерами  $a \times b$ , рис. 1, б).

В качестве единицы площади рассматриваемой структуры удобно выбрать две примыкающие друг к другу ячейки и определить эквивалентное сопротивление именно такого элемента. Его эквивалентная схема содержит  $N$  параллельно соединенных линий (волноводов с волной типа  $H_{10}$ ) и  $N$  параллельно соединенных проводимостей, определяющих потери (волноводы с волной типа  $H_{01}$ ). В свете сказанного среднее поверхностное сопротивление второй среды определяется как

$$Z_{cp} = \frac{Z_{10}}{N} + Z_{01} N, \quad (4)$$

где  $N$  — число волноводов в каждой ячейке;  $Z_{10}, Z_{01}$  — волновые сопротивления для первой (с волной  $H_{10}$ ) и для второй (с волной  $H_{01}$ ) ячеек;

$$Z_{10} = \frac{j\omega \mu_0}{\pi b_{10} + \alpha}; \quad Z_{01} = \frac{Z_0 / (\epsilon_{ac6})^{1/2}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\epsilon_{ac6}} \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}}.$$

Значение  $Z_{cp}$ , определяемое соотношением (4), подставляется в (3), и производится расчет коэффициента отражения по формуле (1).

При длине падающей волны больше критической для волны  $H_{10}$  волна в среде 2 затухает в обеих ячейках. В этом случае эквивалентная схема содержит  $N$  параллельно соединенных проводимостей как для первой (с волной  $H_{10}$ ), так и для второй (с волной  $H_{01}$ ) ячеек.

Поскольку характер проводимости обеих ячеек одинаков, то приведенные сопротивления определяются одинаково. Так как оба волновода являются запредельными и затухание волны в них велико, то эквивалентная среда будет представлять собой среду с большими потерями, и для описания ее свойств можно воспользоваться соотношениями для случая, когда  $\text{tg} \delta \gg 1$ , приведенными в работе [2]:

$$\alpha = \beta \approx \sqrt{\frac{\epsilon_a \mu_a}{2} \text{tg} \delta} = \sqrt{\frac{\mu_a \omega \sigma}{2}},$$

$$Z_c = |Z_c| e^{i\varphi}, \quad |Z_c| \approx \sqrt{\frac{\mu_a \omega}{\sigma}}, \quad \sigma = \frac{2\alpha^2}{\mu_a \omega}.$$

Эквивалентные сопротивления среды в этом приближении определяются следующим образом:

$$Z'_{10} = jZ_{c10} \text{tg}(\beta'_{10} \cdot l); \quad Z'_{01} = jZ_{c01} \text{tg}(\beta'_{01} \cdot l),$$

где

$$Z_{c10} = (1 + j) \sqrt{\frac{\mu_{10} \omega}{2\sigma_{310}}}; \quad Z_{c01} = (1 + j) \sqrt{\frac{\mu_{01} \omega}{2\sigma_{301}}};$$

$$\sigma_{310} = \frac{2\alpha_{10}^2}{\mu_{10} \omega}; \quad \sigma_{301} = \frac{2\alpha_{01}^2}{\mu_{01} \omega};$$

$$\alpha_{10} = \frac{1}{j} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \epsilon_{\text{асб}} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}; \quad \alpha_{01} = \frac{1}{j} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \epsilon_{\text{сб}} - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2};$$

$$\beta'_{10} = \sqrt{\frac{\mu_{10} \sigma_{310} \cdot \omega}{2}}; \quad \beta'_{01} = \sqrt{\frac{\mu_{01} \sigma_{301} \cdot \omega}{2}}.$$

В этом случае в каждой из ячеек уже учтено влияние проводящей подложки, и поэтому  $Z_z = Z'_{10} \pm Z'_{01}$  (5). Значение  $Z_z$ , определенное в (5), подставляется в (2) и затем определяется коэффициент отражения.

Волна с произвольной поляризацией может быть разложена на две волны, вектор  $\vec{E}$  которых ориентирован относительно ячеек так, как в рассмотренном случае. Поэтому результаты расчета не изменятся.

Для реализации описанной модели была разработана программа и проведен расчет для среды со следующими параметрами:  $\epsilon_{\text{асб}} = 2,4$ ;  $\sigma_{\text{угл}} = 5 \cdot 10^4$  см/м;  $a = 2$  см;  $b = 0,25$  см;  $h = 0,2$  см;  $l = 2$  см;  $N = 6$ ;  $L'' = 0,1$  см.

Результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными [1].

Экспериментальные данные, полученные для 4-й конструкции: в диапазоне частот 3,0—5,6 ГГц КСВ принимает значения 2,3—2,5—2,3; в диапазоне 8,0—12,0 ГГц КСВ = 1,25—1,15.

Теоретический расчет дал следующие данные: в диапазоне 3,0—6,0 ГГц КСВ = 5,2—2,9; в диапазоне 8,0—12,0 ГГц КСВ = 1,9—1,5.

В эксперименте снимались зависимости коэффициента стоячей волны от параметров системы и сигнала. Пересчет коэффициента отражения в КСВ производился по известной формуле:

$$\text{КСВ} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}.$$

Таким образом, рассмотренный метод расчета параметров волоконистых РПМ с периодической структурой дает результаты, достаточно хорошо соответствующие экспериментальным данным. Это дает основания рекомендовать предложенный метод для практического использования.

**Список литературы:** 1. Шабанов Н. Г. Экспериментальные исследования некоторых вариантов радиопоглощающих материалов // Радиотехника. 1992. Вып. 96. С. 97—100. 2. Фальковский О. И. Техническая электродинамика. М., 1978. 432 с. 3. Пироженов В. К. К теории направляющих систем, связанных решетчатой перегородкой. // Радиотехника. 1970. Вып. 15. С. 77—82.

*Поступила в редколлегию 16.04.90*