

плавных функций взвешивания, но и функций с составляющей  $\text{sinc}(x)$ , обеспечивающих прямоугольность АЧХ.

#### Список использованной литературы

1. Орлов В.С., Бондаренко В.С. Фильтры на поверхностных акустических волнах. М., 1984. 272 с.
2. Бауск Е.В., Долгушев П.В. Селективное удаление штырей в широкополосных преобразователях ЦАВ // Радиотехника и электроника. 1986. Т.31, №4. С.1673—1675.
3. Данилов Ф.Л., Иванов П.Г., Лисин А.В. Разработка фильтров с взвешенными удалением электродов преобразователями // Тр. Моск. энергетич. ин-та, 1982. №2. С.92—101.
4. Hartmann C.S., Weighting interdigital surface wave transducers by selective withdrawal of electrodes // Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1973. P.423—426.
5. Slobodnik A.J., Szabo Jr. T.L., Laker K.R. Miniature surface-acoustic wave filters // Proc. of the IEEE. 1979, V.67, №1. P.147—166.

Поступила в редколлегию 19. 02. 92

УДК 621.758.002

Ю. Ф. ЗИНЬКОВСКИЙ, *д-р техн. наук, проф.*,  
В. Г. КЛИМЕНКО, *канд. техн. наук, доц.*

#### РАСЧЕТ ВОЛНОВЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ПОМЕХ ПРИ ЭКРАНИРОВАНИИ

Для повышения практической значимости выполняемых при экранировании расчетов предложена не содержащая упрощающих допущений методика определения волновых сопротивлений, основанная на отыскании ближних полей электрических и магнитных излучателей в зависимости от характеристических постоянных сред их расположения.

Наиболее известными методами расчета целевых показателей экранирования являются электродинамический и волновой. В основу электродинамического метода положен классический аппарат уравнений Максвелла, применяемый для моделирования процессов в средах излучения и распространения полей (при допущении однородности и изотропности их свойств), а также в экранах. Волновой метод основан на рассмотрении явлений и процессов взаимодействия падающих, отраженных и преломленных волн на границах резко неоднородных сред распространения полей и металлических материалов экранов посредством традиционного аппарата моделирования волн (законов Снеллиуса, коэффициентов Френеля и др.).

Для любой модели экранирования (сплошного, электромагнитного, магнитоэлектрического, электростатического) важными факторами, определяющими показатели экранирования, являются степени несоответствия волновых сопротивлений  $Z_w$  экранируемых источников и характеристических сопротивлений металлических материалов экранов  $Z_3$ .

© Ю. Ф. Зиньковский, В. Г. Клименко, 1993

Для расчета волновых сопротивлений  $\dot{Z}_\omega^E = \frac{\dot{E}_\theta}{\dot{H}_\varphi}$  и  $\dot{Z}_\omega^H = \frac{\dot{E}_\varphi}{\dot{H}_\theta}$  отыскиваются поля в средах расположения вибраторов в соответствии с выражениями [1]

$$\dot{E}_\theta = \frac{I_3 l}{4\pi j \omega \epsilon_a r^3} (1 + j k r - k^2 r^2) \sin \theta, \quad (1)$$

$$\dot{H}_\varphi = - \frac{I_3 l}{4\pi r^2} (1 + j k r) \sin \theta \quad (2)$$

для электрических вибраторов и

$$\dot{E}_\varphi = \frac{I_M k^2 r_0^2}{4\pi j \omega \epsilon_a r^2} (1 + j k r) \sin \theta, \quad (3)$$

$$\dot{H}_\theta = - \frac{I_M r_0^2}{4r^3} (1 + j k r - k^2 r^2) \sin \theta \quad (4)$$

для магнитных, где  $\dot{E}_\theta, \dot{H}_\varphi; \dot{E}_\varphi, \dot{H}_\theta$  — меридиальные и азимутальные составляющие векторов напряженностей полей электрических и магнитных вибраторов соответственно;  $I_3$  и  $I_M$  — амплитуды гармонических токов;  $l$  и  $r_0$  — длина и радиус кольцевого витка электрического и магнитного вибраторов соответственно;  $k = 2\pi/\lambda = \omega\sqrt{\mu_a\epsilon_a}$  — коэффициент распространения в среде с характеристическими постоянными  $\epsilon_a, \mu_a$ ;  $r$  — текущая линейная,  $\varphi$  и  $\theta$  — угловые координаты сферической системы координат,  $\lambda$  — длина волны.

Преобразуем приведенные выражения, умножая числитель и знаменатель в формулах (1) на  $r^3, \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^3, j$ ; (2) — на  $r^2, \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2$ ; (3) — на  $\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2, r^2, j$ ; (4) — на  $\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^3$ . Тогда получим

$$\dot{E}_\theta = \frac{\pi I_3 \sqrt{\mu_a} l}{\lambda^2 \epsilon_a} \left[ \left(\frac{\lambda}{2\pi r^2}\right)^2 + j \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right) - j \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^3 \right] \sin \theta, \quad (5)$$

$$\dot{H}_\varphi = - \frac{\pi I_3 l}{\lambda^2} \left[ \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 + j \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right) \right] \sin \theta \quad (6)$$

для электрических вибраторов и

$$\dot{E}_\varphi = \frac{2\pi I_M S \sqrt{\mu_a}}{\lambda^3 \epsilon_a} \left[ \frac{\lambda}{2\pi r} - j \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2 \right] \sin \theta, \quad (7)$$

$$\dot{H}_\theta = \frac{2\pi I_m S}{\lambda^3} \left[ \frac{\lambda}{2\pi r} - \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^3 - j \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \right] \sin\theta \quad (8)$$

для магнитных вибраторов, где  $S$  — площадь кольцевой рамки.

Необходимо отметить, что выражения (5) — (8) дают в общем (по структурам и степеням многочленов) совпадение с известными [3].

Модули комплексных волновых сопротивлений

$$|\dot{Z}_\omega^E| = \frac{\sqrt{\mu_a}}{\varepsilon_a} \sqrt{\left[ \frac{2 \left( \frac{\lambda}{1\pi r} \right)^4 - \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2}{\left( \frac{\lambda}{1\pi r} \right)^4 + \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2} \right]^2 + \frac{\left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^{10}}{\left[ \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^4 + \left( \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \right]^2}} \quad (9)$$

для электрических вибраторов и

$$|\dot{Z}_\omega^H| = \frac{\sqrt{\mu_a}}{\varepsilon_a} \times \sqrt{\left[ \frac{(\lambda/2\pi r)^2}{(\lambda/2\pi r)^2 - (\lambda/2\pi r)^4 + (\lambda/2\pi r)^6} \right]^2 + \frac{(\lambda/2\pi r)^{10}}{[(\lambda/2\pi r)^2 - (\lambda/2\pi r)^4 + (\lambda/2\pi r)^6]^2}} \quad (10)$$

для магнитных вибраторов.

В технической электродинамике при решении ряда прикладных задач радиосвязи, телевидения и других отраслей [2] сложный характер основных соотношений полей (5) — (8) упрощается введением возможных инженерных допущений при условном разбиении пространства на две зоны: ближнюю и дальнюю. В ближней зоне ( $r < \lambda/(2\pi)$ ) в (5) — (8) могут быть приняты незначимыми первые степени одночленов по сравнению с квадратными и кубическими, а в дальней зоне ( $r \gg \lambda/(2\pi)$ ) — квадратные и кубические по сравнению с первыми, тогда для волновых сопротивлений получаем

$$|\dot{Z}_\omega^E| = |\dot{Z}_\omega^H| = Z_0 = \frac{\sqrt{\mu_a}}{\varepsilon_a}$$

(волновое сопротивление свободного пространства  $Z_0 \approx 377 \text{ Ом}$ ).

Однако при решении задач экранирования вводимые упрощающие допущения в ближних полях (при существующих габаритах аппаратуры проблема экранирования РЭС — это проблема ближних полей) дают очень простые приближенные выражения для волновых сопротивлений ( $|\dot{Z}_\omega^E| \approx \frac{Z_0 \lambda}{2\pi r}$  и  $|\dot{Z}_\omega^H| = Z_0 \frac{2\pi r}{\lambda}$ ) [4], при использовании кото-

рых могут быть получены идеализированные значения целевых показателей экранирования, например, завышенные численные значения коэффициентов экранирования либо исчезающе малые расчетные толщины экранов и др.

Например, для электрических вибраторов в ближней зоне при расчете по упрощенным моделям будет справедливым сильный характер неравенства ( $\dot{Z}_\omega^E > \dot{Z}_3$ ) при оценке степени несоответствия волновых сопротивлений. При таком допущении поле практически полностью отражается от поверхности экрана в соответствии с коэффициентом отражения Френеля  $K_0 = (\dot{Z}_3 - \dot{Z}_\omega^E) / (\dot{Z}_3 + \dot{Z}_\omega^E) \approx -1$ . При полном отражении поле в экранируемом пространстве отсутствует ( $E_{\theta_3} = 0$ ), а коэффициент экранирования  $\beta_3^E = 20 \lg \frac{E_0}{E_{\theta_3}} \rightarrow \infty$  при минимальной толщине экрана  $d_3 \rightarrow 0$  (идеализированный результат расчета по критериям практики).

Выполняя расчет по уточненному выражению (10), можно найти максимальную погрешность упрощенной модели (в точке  $r \mid \lambda \mid 2\pi = 1,8$ ) — около 1000% (или более одного порядка) в сторону увеличения по отношению к точной модели. Это свидетельствует о меньшей степени несоответствия волновых сопротивлений фактическим и требует ослабить неравенство в виде  $\dot{Z}_\omega^E > \dot{Z}_3$ . При этом в соответствии с коэффициентом преломления Френеля  $K_{пр} = 2\dot{Z}_3 / (\dot{Z}_3 + \dot{Z}_\omega^E)$  произойдет значительное преломление волны в толщу экрана, а затем — в экранируемое пространство ( $E_{\theta_3} \neq 0$ ). В результате будет определено конечное значение коэффициента экранирования  $\beta_3^E$  и, соответственно, значительно повышена точность расчета.

Таким образом, расчет волновых сопротивлений при экранировании в соответствии с (9), (10) повышает практическую ценность получаемых результатов, поскольку он выполняется по уточненным моделям полей, свободным от упрощающих допущений.

#### Список использованной литературы

1. Федоров И.Н. Основы электродинамики. М., 1965. 327с.
2. Вольман И.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. М., 1971. 488с.
3. Барнс Дж. Электронное конструирование: методы борьбы с помехами., 1990. 237с.
4. Полонский Н.Б. Конструирование электромагнитных экранов для РЭА. М., 1979. 215 с.

Поступила в редколлегия 18. 05. 92