ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XVIII, № 5 РАДИОФИЗИКА 1975

УДК 538 574

ПРОНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ОБОЛОЧКИ

Я. Р. Гринберг

Получено решение, описывающее электромагнитное поле в полости бесконечной длины цилиндрического экрана при падении на него перпендикулярно оси плоской монохроматической волны. Это решение справедливо в области частот, ограниченных условием малости поперечного размера экрана по сравнению с длиной волны. Аналогичный результат приведен и для сферического экрана.

Настоящая работа является развитием статьи [1], в которой затронуты важные для некоторых приложений вопросы импульсного электромагнитного экранирования. В отличие от [1], в ней более обстоятельно исследован вопрос о проникновении только монохроматической волны через металлическую цилиндрическую оболочку. Это необходимый этап как для понимания физической картины явления в целом, так и для перехода к импульсному случаю. Итоговые формулы даны также для сферического экрана.

1. Будем считать, что бесконечной длины металлическая цилиндрическая оболочка с внешним и внутренним радиусами r_1 и r_2 соответственно расположена на пути плоской монохроматической волны единичной амплитуды, распространяющейся перпендикулярно оси оболочки. Необходимо различать две поляризации падающей волны — $\boldsymbol{H}_z = 0$ и $\boldsymbol{E}_z = 0$ ($\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{E}$ — векторы напряженности магнитного и электрического поля, ось z совпадает с осью оболочки).

Процесс решения заключается в том, что электромагнитные поля в трех областях пространства $r > r_1$, $r_2 < r < r_1$, $r < r_2$ записываются в виде рядов с неопределенными коэффициентами, которые затем находятся из условия равенства тангенциальных компонент электрической и магнитной составляющих на двух границах раздела $r = r_1$, $r = r_2$.

В случае первой поляризации электромагнитное поле в полости экрана имеет вид (множитель $\exp(i\omega t)$ опускаем)

$$\begin{pmatrix} H_r \\ H_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \delta_0^1 \end{pmatrix} J_1(k_1 r) + 2\sum_{n=1}^{\infty} \delta_n^1 \left[J_{n-1}(k_1 r) \begin{pmatrix} \sin n\varphi \\ \cos n\varphi \end{pmatrix} - J_{n+1}(k_1 r) \begin{pmatrix} -\sin n\varphi \\ \cos n\varphi \end{pmatrix} \right],$$

$$E_z = -i\,\delta_0^1 J_0(k_1 r) + 4i \sum_{n=1}^{\infty} \delta_n^1 J_n(k_1 r) \cos n\varphi; \tag{1}$$

для второй поляризации

$$\begin{pmatrix} E_r \\ E_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \delta_0^2 \end{pmatrix} J_1(k_1 r) + 2\sum_{n=1}^{\infty} \delta_n^2 \left[J_{n-1}(k_1 r) \begin{pmatrix} \sin n\varphi \\ \cos n\varphi \end{pmatrix} - J_{n+1}(k_1 r) \begin{pmatrix} -\sin n\varphi \\ \cos n\varphi \end{pmatrix} \right], \tag{2}$$

$$H_z = i\delta_0^2 J_0(k_1 r) - 4i \sum_{n=1}^{\infty} \delta_n^2 J_n(k_1 r)\cos n\varphi,$$

где

$$\delta_0^1 = -\frac{8\omega}{\pi^3\sigma(k_1r_1)^2(k_2r_2)^2\left[(i\omega/4\pi\sigma)(P_1+P_3)+(\omega/4\pi\sigma)^2P_2-P_4\right]}; \tag{3}$$

$$\delta_0^2 = \frac{32i}{\pi^2\mu(k_1r_1)^2(k_2r_2)^2\left[(1/\mu)(P_1+P_3)-(1/\mu^2)P_2-P_4\right]}; \tag{4}$$

$$\delta_n^1 = -\frac{i^{n-1}64n^2\mu}{\pi^2(k_1r_1)^2(k_2r_2)^2\left[\mu(P_{n1}+P_{n4})-\mu^2P_{n2}-P_{n3}\right]}; \tag{5}$$

$$\delta_n^2 = \frac{i^n 256 n^2\sigma}{\pi\omega(k_1r_1)^2(k_2r_2)^2\left[-i(4\pi\sigma/\omega)(P_{n1}+P_{n4})+(4\pi\sigma/\omega)^2P_{n2}-P_{n3}\right]}; \tag{6}$$

$$\begin{gathered}
P_1 = (H_0^{(2)1}+H_2^{(2)1})J_0^4\begin{vmatrix} H_0^{(1)2} & H_0^{(2)2} \\ H_0^{(1)3}+H_2^{(1)3} & H_0^{(2)3}+H_2^{(2)3}\end{vmatrix}, \\
P_2 = (H_0^{(2)1}+H_2^{(2)1})(J_0^4+J_2^4)\begin{vmatrix} H_0^{(1)2} & H_0^{(2)2} \\ H_0^{(1)3} & H_0^{(2)3}\end{vmatrix}, \\
P_3 = H_0^{(2)1}(J_0^4+J_2^4)\begin{vmatrix} H_0^{(1)2}+H_2^{(1)2} & H_0^{(2)2}+H_2^{(2)2} \\ H_0^{(1)3} & H_0^{(2)3}\end{vmatrix}, \\
P_4 = H_0^{(2)1}J_0^4\begin{vmatrix} H_0^{(1)2}+H_2^{(1)2} & H_0^{(2)2}+H_2^{(2)2} \\ H_0^{(1)3}+H_2^{(1)3} & H_0^{(2)3}+H_2^{(2)3}\end{vmatrix};
\end{gathered} \tag{7}$$

$$\begin{gathered}
P_{n1} = (H_{n-1}^{(2)1}-H_{n+1}^{(2)1})(J_{n-1}^4+J_{n+1}^4)\begin{vmatrix} H_{n-1}^{(1)2}+H_{n+1}^{(1)2} & H_{n-1}^{(2)2}+H_{n+1}^{(2)2} \\ H_{n-1}^{(1)3}-H_{n+1}^{(1)3} & H_{n-1}^{(2)3}-H_{n+1}^{(2)3}\end{vmatrix}, \\
P_{n2} = (H_{n-1}^{(2)1}-H_{n+1}^{(2)1})(J_{n-1}^4-J_{n+1}^4)\begin{vmatrix} H_{n-1}^{(1)2}+H_{n+1}^{(1)2} & H_{n-1}^{(2)2}+H_{n+1}^{(2)2} \\ H_{n-1}^{(1)3}+H_{n+1}^{(1)3} & H_{n-1}^{(2)3}+H_{n+1}^{(2)3}\end{vmatrix}, \\
P_{n3} = (H_{n-1}^{(2)1}+H_{n+1}^{(2)1})(J_{n-1}^4+J_{n+1}^4)\begin{vmatrix} H_{n-1}^{(1)2}-H_{n+1}^{(1)2} & H_{n-1}^{(2)2}-H_{n+1}^{(2)2} \\ H_{n-1}^{(1)3}-H_{n+1}^{(1)3} & H_{n-1}^{(2)3}-H_{n+1}^{(2)3}\end{vmatrix}, \\
P_{n4} = (H_{n-1}^{(2)1}+H_{n+1}^{(2)1})(J_{n-1}^4-J_{n+1}^4)\begin{vmatrix} H_{n-1}^{(1)2}-H_{n+1}^{(1)2} & H_{n-1}^{(2)2}-H_{n+1}^{(2)2} \\ H_{n-1}^{(1)3}+H_{n+1}^{(1)3} & H_{n-1}^{(2)3}+H_{n+1}^{(2)3}\end{vmatrix},
\end{gathered} \tag{8}$$

$k_1 = \frac{\omega}{c}$, $k_2 = (-1+i)\frac{\sqrt{2\pi\sigma\mu\omega}}{c}$, σ, μ — проводимость и магнитная проницаемость материала оболочки, c — скорость света в вакууме, J, H — соответственно функции Бесселя и Ганкеля, верхний индекс без скобок указывает на величину аргумента этих функций: первый соответствует k_1r_1, второй — k_2r_1, третий — k_2r_2, четвертый — k_1r_2.

Это решение несколько отличается по форме от [1]. Во-первых, для записи полей в металле использована система функций $H_n^{(1)}$, $H_n^{(2)}$, а не J_n, $H_n^{(2)}$, и, во-вторых, в записи рядов (1) и (2) выделен нулевой член. Эти изменения хотя и приводят к более громоздким выражениям, однако делают более удобным последующий анализ.

2. Как и в [1], рассмотрим область частот, определяемую неравенством

$$k_1 r_1 \ll 1, \tag{9}$$

которое означает, что мы ограничиваемся рассмотрением квазистационарного случая, когда длина волны падающего излучения значительно превосходит характерный размер экрана. Условие (9) существенно упрощает анализ тем, что позволяет все цилиндрические функции от аргумента $k_1 r_1$ в формулах (7), (8) заменить первым членом разложения по степеням малых параметров $k_1 r_1$, $k_1 r_2$. Несмотря на это, искомые коэффициенты δ все еще слишком сложны. Дальнейшие упрощения связаны с различными предположениями относительно аргументов $k_2 r_1$, $k_2 r_2$. Эти величины определяют характер изменения электромагнитных полей в металле. Если ввести обычную для теории переменных токов в металле величину $l = c/\sqrt{2\pi\sigma\mu\omega}$ — глубину проникновения монохроматического поля, — то становится ясным физический смысл аргументов $k_2 r_1$, $k_2 r_2$ — они характеризуют отношение радиусов экрана к величине l. Стандартным является условие

$$| k_2 r_2 | \gg 1, \tag{10}$$

которое означает, что глубина проникновения много меньше радиуса кривизны оболочки. В области частот (10) справедливо асимптотическое разложение функций $H_n^{(1),(2)2}$, $H_n^{(1),(2)3}$, причем достаточно сохранить только первый член. Довольно громоздкие вычисления по формулам (7), (8) приводят к следующему окончательному результату:

$$\delta_0^1 = i \left[\cos k_2 a + \left(C + \ln \frac{k_1 r_1}{2} \right) \frac{k_2 r_1}{\mu} \sin k_2 a \right]^{-1}; \tag{11}$$

$$\delta_0^2 = i \left[\cos k_2 a - \frac{k_2 r_1}{2\mu} \sin k_2 a \right]^{-1}; \tag{12}$$

$$\delta_n^1 = i^{n-1} \left[2\cos k_2 a - \left(\frac{k_2 r_1}{\mu n} - \frac{\mu n}{k_2 r_1} \right) \sin k_2 a \right]^{-1}; \tag{13}$$

$$\delta_n^2 = i^n \omega (k_2 r_1) \left[4\pi n \sigma \sin k_2 a \right]^{-1}, \tag{14}$$

где $C = 0{,}577\ldots$ — постоянная Эйлера, $a = r_1 - r_2$.

Существенно, что аргументом функций sin, cos, которые полностью определяют зависимость проникших полей от электрофизических характеристик экрана, является величина $k_2 a$, а не величины $k_2 r_1$, $k_2 r_2$.

3. Неравенства (9), (10) определяют область частот, ограниченную как сверху, так и снизу, внутри которой справедливо решение задачи (11)—(14). Для применяемых на практике экранов характерны следующие значения постоянных: $\sigma \sim 10^{17}$ $1/c$, $\mu \sim 1-100$, $r_1 \sim 1 - 100$ *см*, что дает для нижней границы области частот ω значения $\omega \sim 10^3 - 10^{-3}$ $1/c$ и для верхней $\omega \sim 10^{11} - 10^9$ $1/c$. Физически представляется весьма странным, что полученное решение неприменимо для области частот, близких к нулевым, так как здесь трудно ожидать каких-либо новых явлений в картине проникновения. Тем не менее, отказ от предположения (10) приводит, на первый взгляд,

к почти непреодолимым трудностям в попытке упростить выражения (7), (8). Разрешение этого парадокса может быть достигнуто следующим образом. Вблизи нулевых частот всегда существует область, для которой выполнено соотношение

$$|k_2 a| \ll 1. \tag{15}$$

Это дает возможность разложить функции $H_n^{(1),(2)3}$ в окрестности точки $k_2 r_1$ по степеням малого параметра $k_2 a$ и ограничиться одним или двумя первыми членами. После подстановки их в детерминанты формул (7), (8) оказывается возможным, применяя известные соотношения теории цилиндрических функций, непосредственное вычисление детерминантов. Подробности преобразований даны в Приложении; окончательный результат имеет вид

$$\delta_0^1 = i\left[1 + \frac{(k_2 r_1)^2}{\mu}\left(C + \ln\frac{k_1 r_1}{2}\right)\frac{a}{r_1}\right]^{-1}, \qquad \delta_0^2 = i\left[1 - \frac{(k_2 r_1)^2}{2\mu}\frac{a}{r_1}\right]^{-1}$$

$$\delta_n^1 = \frac{1}{2} i^{n-1}\left\{1 + \left[\frac{n(\mu-1)^2}{2\mu} - \frac{(k_2 r_1)^2}{2\mu n}\right]\frac{a}{r_1}\right\}^{-1}, \qquad \delta_n^2 = i^n \frac{\omega}{4\pi\sigma}\frac{1}{n}\frac{r_1}{a}. \tag{16}$$

Значительный интерес представляет рассмотрение «тонких» оболочек ($a \ll r_1$). В этом случае неравенства (10) и (15) не противоречат друг другу, иными словами, существует область частот, при которых справедливы оба эти неравенства. Это означает, что выражения для компонент полей, определяемые формулами (11)—(14) и (16), должны переходить друг в друга на границах своих областей определения. В том, что это действительно имеет место с точностью до малого параметра a/r_1, легко убедиться непосредственным вычислением по формулам (11)—(14), положив $\sin k_2 a \approx k_2 a$, $\cos k_2 a = 1$:

$$\delta_0^1 = i\left[1 + \frac{k_2^2 r_1 a}{\mu}\left(C + \ln\frac{k_1 r_1}{2}\right)\right]^{-1}, \qquad \delta_0^2 = i\left[1 - \frac{k_2^2 r_1 a}{2\mu}\right]^{-1},$$

$$\delta_n^1 = i^{n-1}\left[2 - \frac{k_2^2 r_1 a}{\mu n} + \mu n\frac{a}{r_1}\right]^{-1}, \qquad \delta_n^2 = i^n \frac{\omega}{4\pi n\sigma}\frac{r_1}{a}. \tag{17}$$

Первая, вторая и четвертая из формул (17) в точности совпадают с соответствующими формулами из (16), в третьей вместо члена $[n(\mu-1)^2/\mu](a/r_1)$ стоит член $\mu n a/r_1$. Отметим, что при $\mu \gg 1$, т. е. когда можно приближенно считать $\mu - 1 = \mu$, это различие исчезает, при $\mu = 1$ разница имеет вид na/r_1. В целом, таким образом, с точностью до членов порядка a/r_1 формулы (11)—(14) представляют решение задачи во всей области частот (9).

4. Обсудим полученные результаты. Поскольку аргумент бесселевых функций в формулах (1), (2) не превышает величины $k_1 r_2$, малой в силу условия (9), и поскольку коэффициенты $\delta_n^{1,2}$ имеют одинаковый порядок величины при всех $n = 1, 2, \dots$, то, следовательно, бесконечные суммы в (1), (2) являются рядами по степеням малого параметра $k_1 r$. Сохранив только основные члены, имеем в случае первой поляризации

$$\begin{pmatrix} H_r \\ H_\varphi \end{pmatrix} = 2\delta_1^1 \begin{pmatrix} \sin\varphi \\ \cos\varphi \end{pmatrix}, \qquad E_z = -i\delta_0^1 + 4i\delta_1^1 k_1 r \cos\varphi \tag{18}$$

и для второй поляризации

$$\begin{pmatrix} E_r \\ E_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \delta_0^2 \end{pmatrix} k_1 r + 2\delta_1^2 \begin{pmatrix} \sin\varphi \\ \cos\varphi \end{pmatrix}, \qquad H_z = i\,\delta_0^2. \tag{19}$$

В том случае, когда электрический вектор внешней волны параллелен оси оболочки, магнитная компонента проникшего в экран электромагнитного поля представляет собой, в основном, однородное в полости экрана поле, а электрическая компонента состоит из двух частей. Первая является также однородным во всем объеме экрана полем, вторая представляет собой индукционное электрическое поле, возникающее в результате изменения во времени магнитной компоненты. Отношение этих двух составляющих электрического поля имеет порядок величины $|\delta_1^1 k_1 r/\delta_0^1| \sim k_1 r \ll 1$, т. е. однородное поле больше.

Для другой поляризации основной член магнитной компоненты проникшего поля, как и ранее, представляет собой однородное во всем объеме экрана поле, а максимальный член электрической компоненты является индукционным полем. Интересно сравнить с ним по величине следующий член, который описывает однородное в пространстве электрическое поле и который определяется коэффициентом δ_1^2: $|\delta_1^2/\delta_0^2 k_1 r| \sim \sim k_1 r_1 \ll 1$. В этом случае, наоборот, индукционное поле больше.

Различие, которое выявилось при рассмотрении картины проникновения волн различной поляризации, нетрудно объяснить. Действительно, механизм экранирования от электрического поля заключается в том, что перераспределение зарядов в металлической оболочке, вызванное внешним полем, компенсирует это поле в полости экрана. Такой механизм невозможен в случае, если электрический вектор параллелен оси z, чем и объясняется наличие сравнительно большого электрического поля при первой поляризации. Такая картина проникновения будет справедлива для таких реальных объектов, у которых длина значительно превосходит длину волны внешнего излучения (и значительно больше поперечных размеров). Следует ожидать, что для замкнутых экранов, у которых все размеры соизмеримы, справедливой окажется картина проникновения, полученная при исследовании второй поляризации.

Характерной чертой полученного решения является то, что электрическая и магнитная компоненты проникшего поля существенно разнятся как по амплитуде, так и в отношении пространственного распределения. Это в корне отличается от структуры электромагнитного поля в плоской бегущей волне.

Интересно сравнить результаты п. 3 при $\omega=0$ с тем, что даст в этом случае точная теория [2]. Для первой поляризации имеем

$$\begin{pmatrix} H_r \\ H_\varphi \end{pmatrix} = \frac{1}{1+[(\mu-1)^2/2\mu](a/r_1)} \begin{pmatrix} \sin\varphi \\ \cos\varphi \end{pmatrix}, \qquad E_z = 1,$$

что совпадает с [2] при $a \ll r_1$, и в случае второй поляризации

$$E_r = E_\varphi = 0, \qquad H_z = -1,$$

что справедливо без всяких оговорок.

Метод, использованный выше для исследования экранирующих свойств цилиндрической оболочки, может быть применен также и к сферическому экрану. Решение внутри полости также представляется в виде ряда, для коэффициентов которого удается получить приближенные формулы, вполне аналогичные (11)—(17). Сравнение членов между собой приводит к следующим выражениям для главных членов рядов:

$$H^{(1)}=\varepsilon_1^1,\quad E^{(1)}=\varepsilon_1^2,\quad E_\theta^{(2)}=-\frac{i}{2}k_1r\,\varepsilon_1^1\cos\varphi,\quad E_\varphi^{(2)}=\frac{i}{2}k_1r\,\varepsilon_1^1\cos\theta\sin\varphi,$$

$$E_r^{(2)}=0, \tag{20}$$

$$\varepsilon_1^1=1\Big/\left[\cos k_2a+\left(\frac{2}{3}\frac{\mu}{k_2r_1}-\frac{k_2r_1}{\mu}\right)\sin k_2a\right],$$

$$\varepsilon_1^2=i\,\frac{3\omega\,k_2r_1}{8\pi\sigma\sin k_2a},$$

где $H_{r,\theta,\varphi}$, $E_{r,\theta,\varphi}$ — сферические компоненты электромагнитного поля (считаем, что внешняя волна поляризована вдоль оси x и распространяется вдоль оси z), $H^{(1)}$, $E^{(1)}$ — однородные магнитное и электрическое поля, $E^{(2)}$ — индукционное электрическое поле.

Простая оценка показывает, что $|E^{(1)}/E^{(2)}|\sim k_1r_1\ll 1$. Таким образом, в сферическом случае основными компонентами проникшего поля являются однородное магнитное и индукционное электрическое поля. Последнее достигает максимума на внутренней поверхности экрана и равно нулю в центре, и, вероятно, поэтому не было выделено в предшествующих работах [3, 4].

ПРИЛОЖЕНИЕ

Ниже использованы следующие хорошо известные соотношения теории бесселевых функций:

$$W=\begin{vmatrix} H_n^{(1)\,2} & H_n^{(2)\,2} \\ \dfrac{dH_n^{(1)\,2}}{dk_2r_1} & \dfrac{dH_n^{(2)\,2}}{dk_2r_1}\end{vmatrix}=-\frac{4i}{\pi(k_2r_1)}; \tag{П.1}$$

$$\frac{dH_n^{(1),(2)\,2}}{dk_2r_1}=H_{n-1}^{(1),(2)\,2}-(n/k_2r_1)\,H_n^{(1),(2)\,2}\qquad (n=0,\,1,\,2,\,\ldots). \tag{П.2}$$

Подставляя в выражения (7), (8) равенство

$$H_n^{(1),(2)\,3}=H_n^{(1),(2)\,2}-k_2a\left(\frac{dH_n^{(1),(2)\,2}}{dk_2r_1}\right)$$

и учитывая соотношения (П.1), (П.2), имеем последовательно

$$P_1=\frac{4i}{\pi(k_1r_1)^2\,k_2r_2}(-W+k_2aW')=-\frac{32}{\pi^2(k_1r_1)^2(k_2r_1)^2}\left(1+3\frac{a}{r_1}\right); \tag{П.3}$$

$$P_2=\frac{4i}{\pi(k_1r_1)^2}(-k_2aW)=-\frac{16}{\pi^2(k_1r_1)^2}\,\frac{a}{r_1}; \tag{П.4}$$

$$P_3=-\frac{4i\,[C+\ln(k_1r_1/2)]}{\pi\,k_2r_1}\,W=-\frac{16\,[C+\ln(k_1r_1/2)]}{\pi^2(k_2r_1)^2}; \tag{П.5}$$

$$P_4=\frac{8i\,[C+\ln(k_1r_1/2)]}{\pi\,(k_2r_1)^2}\,k_2aW=\frac{32\,[C+\ln(k_1r_1/2)]}{\pi^2\,(k_2r_1)^2}\,\frac{a}{r_1}; \tag{П.6}$$

$$P_{n1}=-K\frac{4n}{k_2r_1}(W-k_2aW')=\frac{-64n^2}{\pi^2(k_1r_1)^2(k_2r_1)^2}\left[1-(n-2)\frac{a}{r_1}\right]; \tag{П.7}$$

$$P_{n2}=K\frac{4n^2}{(k_2r_1)^2}k_2aW=\frac{64n^3}{\pi^2(k_1r_1)^2(k_2r_1)^2}\frac{a}{r_1}, \tag{П.8}$$

где $K=[4in/\pi\ (k_1r_1)^2][1-(n-1)a/r_1]$. Вычисление детерминанта в P_{n3} наталкивается на некоторые трудности. Используя соотношение (П.2), можно вывести следующую рекуррентную формулу:

$$V_n=\begin{vmatrix}\dfrac{dH_n^{(1)2}}{dk_2r_1} & \dfrac{dH_n^{(2)2}}{dk_2r_1}\\ \dfrac{d^2H_n^{(1)2}}{d(k_2r_1)^2} & \dfrac{d^2H_n^{(2)2}}{d(k_2r_1)^2}\end{vmatrix}=\frac{4i(2n-1)}{\pi(k_2r_1)^3}+V_{n-1}. \tag{П.9}$$

Учитывая, что $V_1=\dfrac{4i}{\pi(k_2r_1)^3}-\dfrac{4i}{\pi(k_2r_1)}$, решение этого рекуррентного соотношения имеет вид

$$V_n=\frac{4i}{\pi(k_2r_1)^3}[n^2-(k_2r_1)^2]. \tag{П.10}$$

После этого для P_{n3} имеем

$$P_{n3}=-4Kk_2aV_n=-\frac{64n}{\pi^2(k_1r_1)^2(k_2r_1)^2}[(k_2r_1)^2-n^2]\frac{a}{r_1}; \tag{П.11}$$

$$P_{n4}=P_{n1}. \tag{П.12}$$

Подстановка выражений (П.3)—(П.8), (П.11), (П.12) в формулы (3)—(6) дает выражения для коэффициентов δ в случае $|k_2a|\ll 1$, которые приведены в основном тексте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Л. Колесский, Ю. А. Медведев, Изв. высш. уч. зав—Радиофизика, 12, № 4, 588 (1969).
2. Л. Д. Ландау, Е. М Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, изд. Наука, М., 1959.
3. C. W. Harrison, C. H. Papas, IEEE Trans. on Ant. and Prop., AP-13, № 6, 1965.
4. Е. Г. Пащенко, В В. Добрянский, Вопросы радиоэлектроники, серия Общетехническая, вып. 15, 83 (1969).

Поступила в редакцию
21 августа 1972 г.,
после доработки
3 апреля 1975 г.

PENETRATION OF AN ELECTROMAGNETIC FIELD THROUGH METAL COVERINGS

Ya. R. Grinberg

The solution is obtained which describe the electromagnetic field in the cavity of the infinite length of a cylindrical screen when a plane monochromatic wave is incident on it perpendicularly to the axis. This solution is valid in the frequency region limited by the condition of smallness of the transverse dimensions of the screen as compared with the wavelength. Analogous result is given for a spherical screen.