

УДК 538 572.322

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ КРАЯ ИМПЕДАННОЙ ПОЛУПЛОСКОСТИ

С. В. Зайцев

Методом Винера—Хопфа проведено решение задачи рассеяния плоской электромагнитной волны, падающей под произвольным углом на полуплоскость, на поверхности которой заданы импедансные граничные условия. Анализ полученных результатов позволяет сравнить особенность распределения составляющих электрического и магнитного полей в окрестности края импедансной и идеально проводящей полуплоскостей.

Методы и результаты исследований электромагнитного поля в окрестности края идеально проводящей полуплоскости достаточно полно изложены в литературе (например, [1, 2]).

Однако следует соблюдать осторожность при перенесении этих результатов на реальные структуры, имеющие конечную проводимость. Так, в ряде случаев, оценка мощности, теряемой в Δ -окрестности края проводящей полуплоскости $x > 0, y = 0$ (рис. 1), дает

$$P_{\Delta} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} Z \int_0^{\Delta} H_x^2 dx \rightarrow \infty,$$

где Z — комплексное характеристическое сопротивление реального проводника, как следствие известной зависимости составляющей $H_x \sim x^{1/2}$ при $x \rightarrow 0$.

Одним из возможных подходов к устранению этой неопределенности является исследование распределения электромагнитного поля вблизи края импедансной полуплоскости.

В данной работе рассматривается модель, в которой на поверхности полуплоскости заданы импедансные граничные условия. Во всех ее точках поверхностный импеданс полагается одинаковым и равным характеристическому сопротивлению реального проводника Z . Толщина полуплоскости принимается равной нулю.

Существенное отличие реальной структуры от выбранной модели состоит в том, что величина поверхностного импеданса Z в окрестности края становится сложной функцией координат, так как зависит от толщины реальной полуплоскости τ , формы кромки края, глубины скин-слоя проводника δ . Влияние перечисленных факторов здесь не рассматривается, поскольку указанная выше неопределенность устраняется уже в рамках принятой модели. Учет же названных факторов можно отнести к этапу определения следующего более точного приближения.

Наиболее близкой реальной структурой к рассматриваемой модели является та, для которой более строго выполняются неравенства

$$\delta \ll \tau \ll \lambda,$$

где λ — длина волны возбуждающего поля. Это соотношение, приведенное в работе [3], ограничивает область применения полученных результатов.

В отличие от работы [3] здесь рассмотрены явления вблизи края импедансной полуплоскости. При постановке задачи считается, что особенность распределения поля точно зарефес не известна. Вместо этого

в ходе решения используется требование ограниченности энергии электромагнитного поля в окрестности края.

1. Постановка задачи. Геометрия задачи представлена на рис. 1. Во всех точках поверхности, определяемой неравенством $x > 0, y = 0$, требуется выполнение соотношений

$$E_z^i = ZH_x^i, \quad E_x^i = -ZH_z^i, \quad (1)$$

где $E^i = E^i + E$ и $H^i = H^i + H$ — общее поле, представленное в виде суммы падающего и рассеянного.

Для всех функций в задаче зависимость от координаты z и времени t будет определяться сомножителем $\exp(jhz - j\omega t)$, который далее будет опускаться.

Электрические и магнитные поля удобно представить в виде

$$E_x = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} + k\rho h\psi, \quad H_x = -\frac{kh\varphi}{\rho} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y}, \quad E_y = k^2\varphi + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}, \quad (2)$$

$$H_y = k^2\psi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}, \quad E_z = jh \frac{\partial \varphi}{\partial y} + jk\rho \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad H_z = -j \frac{k}{\rho} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + jh \frac{\partial \psi}{\partial y},$$

где ρ — волновое сопротивление среды, $\varphi = \varphi(x, y)$ и $\psi = \psi(x, y)$ — скалярные функции, y — составляющие электрического и магнитного векторов Герца. Поле падающей волны в этом случае запишется

$$\varphi^i = ae^{j(\alpha_0 x + \beta y)}, \quad \psi^i = be^{j(\alpha_0 x + \beta y)}, \quad (3)$$

где $\alpha_0 = k \sin \eta$, $h = k \cos \theta$, $\alpha_0^2 + \beta^2 + h^2 = k^2$, a и b — амплитудные множители, η и θ — углы между направлением волнового вектора \mathbf{k} и положительным направлением осей координат y и z (рис. 1а, б).

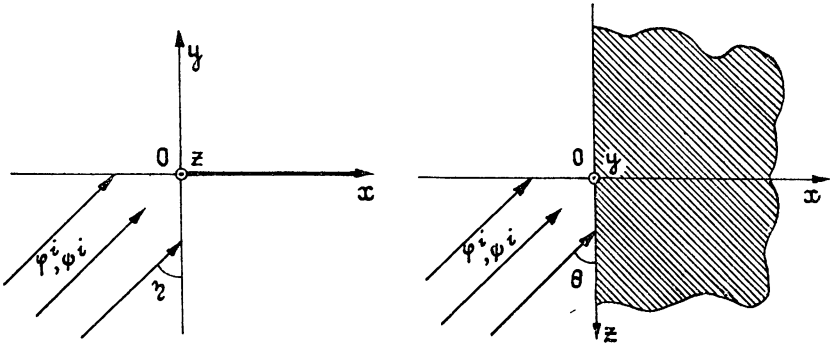


Рис. 1.

Требуется найти функции φ и ψ , описывающие рассеянное электромагнитное поле, удовлетворяющее волновому уравнению, выбранным граничным условиям на полуплоскости, условиям излучения на бесконечности и имеющее конечную энергию, запасенную в окрестности края.

Рассматриваемая задача допускает решение методом Винера—Хопфа. Для упрощения выкладок используем симметрию задачи относительно плоскости $y = 0$ и найдем поля рассеянных волн при четном и нечетном возбуждении. Общее решение задачи будет определяться суммой решений этих двух вариантов.

2. Четное возбуждение. Рассматривается описанная выше задача с граничными условиями на полуплоскости $x < 0, y = 0$ (рис. 2) в виде

$$H_x^i = 0, \quad H_z^i = 0.$$

Поле падающей волны в этом случае определяется так:

$$\varphi^i = aj \sin(\beta y) e^{j\alpha_0 x}, \quad \psi^i = b \cos(\beta y) e^{j\alpha_0 x}.$$

Введем функциональные комбинации

$$d = -\frac{jk\varphi}{\rho}, \quad d_z = \frac{\partial\varphi}{\partial y} - jZk \frac{\varphi}{\rho}, \quad q = j\frac{\partial\psi}{\partial v}, \quad q_z = k\rho\psi + jZ\frac{\partial\psi}{\partial y}, \quad (4)$$

в терминах которых граничные условия на плоскости $y=0$ принимают вид

$$\begin{aligned} d^t &= Be^{hx}, & q^t &= -Be^{hx} & \text{для } x < 0, y=0, \\ d_z^t &= Ae^{-hx}, & q_z^t &= Ae^{-hx} & \text{для } x > 0, y=0, \end{aligned} \quad (5)$$

где A и B — пока не известные константы, а полю падающей волны будут соответствовать функции

$$d^i=0, \quad q^i=0, \quad d_z^i = Pe^{i\alpha_0 x}, \quad q_z^i = Qe^{i\alpha_0 x}, \quad (6)$$

где $P=ja\beta$ и $Q=bk\rho$ — амплитудные множители.

Известным способом [4] удовлетворяется волновое уравнение, условие на бесконечности и задача сводится к поиску функций $d(x)$, $q(x)$, $d_z(x)$, $q_z(x)$ для $-\infty < x < \infty$, $y=0$. Введем обозначение фурье-образов этих функций $D(\alpha)$, $G(\alpha)$, $D_z(\alpha)$, $G_z(\alpha)$, причем для каждого из них сделаем справедливым представление, аналогичное следующему:

$$D(\alpha) = D_+(\alpha) + D_-(\alpha), \quad (7)$$

$$D_+(\alpha) = \int_0^{\infty} d(x) e^{i\alpha x} dx, \quad D_-(\alpha) = \int_{-\infty}^0 d(x) e^{i\alpha x} dx$$

Легко показать, что фурье-образы связаны между собой соотношениями

$$D_z(\alpha) = M(\alpha)D(\alpha), \quad G_z(\alpha) = N(\alpha)G(\alpha), \quad (8)$$

где $M(\alpha) = Z + j\rho\gamma/k$, $N(\alpha) = Z - j\rho k/\gamma$, $\gamma = \sqrt{\alpha^2 - g^2}$, $g^2 = k^2 - h^2$.

Применив к граничным условиям (5) и выражениям для падающей волны (6) преобразование Фурье, находим функции $D_-(\alpha)$, $D_{z+}(\alpha)$, $G_-(\alpha)$ и $G_{z+}(\alpha)$. Найденные функции подставим в (7) и (8). В результате получим два уравнения Винера—Хопфа относительно неизвестных функций $D_+(\alpha)$, $D_{z-}(\alpha)$, $G_+(\alpha)$ и $G_{z-}(\alpha)$, реализуя тем самым при выводе уравнений подход Джонса:

$$D_{z-}(\alpha) - \frac{A}{j\alpha - h} - \frac{jP}{\alpha + \alpha_0} = M(\alpha) \left[D_+(\alpha) + \frac{B}{j\alpha + h} \right], \quad (9)$$

$$G_{z-}(\alpha) - \frac{A}{j\alpha - h} - \frac{jQ}{\alpha + \alpha_0} = N(\alpha) \left[G_+(\alpha) - \frac{B}{j\alpha + h} \right].$$

Для решения каждого из уравнений необходимо указать асимптотику входящих в него функций. Подробный анализ и факторизация функций $M(\alpha)$ и $N(\alpha)$ даны в работах [4, 5] или ранее [6]. Здесь же будет использована только их асимптотическая оценка для

$$M(\alpha) = M_+(\alpha)M_-(\alpha), \quad N(\alpha) = N_+(\alpha)N_-(\alpha),$$

$$M_-(\alpha) = M_+(-\alpha), \quad N_-(\alpha) = N_+(-\alpha),$$

где $M_+(\alpha)$ и $M_-(\alpha)$ — функции, аналитичные в областях $\text{Im}(\alpha) > 0$ и $\text{Im}(\alpha) < 0$. В принятых обозначениях при $\alpha \rightarrow \infty$ имеют место следующие приближения:

$$M_+(\alpha) \simeq \sqrt{j\rho\alpha/k}, \quad N_+(\alpha) \simeq \begin{cases} \sqrt{-j\rho k/\alpha} & \text{для } Z=0 \\ \sqrt{Z} & \text{для } Z \neq 0 \end{cases} \quad (10)$$

Далее, ограниченность энергии поля, запасенной в окрестности края, означает, что ни одна составляющая электромагнитного поля не может расти быстрее, чем $x^{-1+\sigma}$ ($\sigma > 0$) при $x \rightarrow 0$. Тогда, например, из условия $d_z \sim x^{-1+\sigma_1}$ ($\sigma_1 > 0$) при $x \rightarrow 0$ следует, что при $\alpha \rightarrow \infty$ $D_{z-}(\alpha) \sim D(\alpha) \sim \alpha^{-\sigma_1}$, а $D_+(\alpha) \sim D(\alpha) = D_z(\alpha)/M(\alpha) \sim \alpha^{-1-\sigma_1}$. Аналогично получаем асимптотику для функций

$$G_+(\alpha) \sim \alpha^{-\sigma_2} (\sigma_2 > 0), \quad G_{z-}(\alpha) \sim \begin{cases} \alpha^{-1-\sigma_2} & \text{для } Z=0 \\ Z\alpha^{-\sigma_2} & \text{для } Z \neq 0 \end{cases}.$$

Сделанные оценки позволяют известным способом [4], опираясь на теорему Лиувилля, найти решение уравнений (9), не уточняя значений постоянных σ_1 и σ_2 :

$$D_+(\alpha) = -\frac{B}{j\alpha + h} + \frac{R(\alpha)}{M_+(\alpha)},$$

$$D_{z-}(\alpha) = \frac{A}{j\alpha - h} + \frac{jP}{\alpha + \alpha_0} + M_-(\alpha)R(\alpha),$$

(11)

$$G_+(\alpha) = \frac{B}{j\alpha + h} + \frac{T(\alpha)}{N_+(\alpha)}, \quad G_{z-}(\alpha) = \frac{A}{j\alpha - h} + \frac{jQ}{\alpha + \alpha_0} + N_-(\alpha)T(\alpha),$$

где функции $R(\alpha)$ и $T(\alpha)$ сразу представим в виде разложения в степенной ряд:

$$R(\alpha) = \frac{R_1}{-j\alpha} + \frac{R_2}{(-j\alpha)^2} + \frac{R_3}{(-j\alpha)^3} + \dots,$$

$$R_1 = \frac{A}{M_+(jh)} - BM_+(jh) - \frac{P}{M_+(\alpha_0)},$$

$$R_2 = -\frac{hA}{M_+(jh)} - hBM_+(jh) - \frac{j\alpha_0 P}{M_+(\alpha_0)},$$

$$R_3 = \frac{h^2 A}{M_+(jh)} - h^2 BM_+(jh) + \frac{\alpha_0^2 P}{M_+(\alpha_0)},$$

(12)

$$T(\alpha) = \frac{T_1}{-j\alpha} + \frac{T_2}{(-j\alpha)^2} + \frac{T_3}{(-j\alpha)^3} + \dots,$$

$$T_1 = \frac{A}{N_+(jh)} + BN_+(jh) - \frac{Q}{N_+(\alpha_0)},$$

$$T_2 = -\frac{hA}{N_+(jh)} + hBN_+(jh) - \frac{j\alpha_0 Q}{N_+(\alpha_0)},$$

$$T_3 = \frac{h^2 A}{N_+(jh)} + h^2 BN_+(jh) + \frac{\alpha_0^2 Q}{N_+(\alpha_0)}.$$

Для определения неизвестных коэффициентов A и B потребуем от найденных функций и их производных выполнения условия ограниченности энергии в окрестности края. Это совпадает с требованием непрерывности составляющих полей E_z и H_z на границе и имеет следствием систему уравнений относительно коэффициентов A и B (см. уравнения (12)):

$$R_1 = 0, \quad T_1 = 0. \quad (13)$$

Соотношения (2), (4) и решения (11), (12) позволяют найти фурье-образы всех составляющих электромагнитного поля. Обратное преобразование Фурье даст искомую зависимость составляющих от

координаты x при $x \rightarrow 0, y = 0$, которая также будет иметь вид степенного ряда.

В табл. 1, 2 приведены первые отличные от нуля слагаемые из разложений в ряд составляющих полей E^t и H^t для импедансной $Z \neq 0$ и идеально проводящей $Z = 0$ полуплоскостей. Нули, указанные в таблицах, связаны с граничными условиями на поверхности электрических и магнитных стенок (рис. 2 и 3). В остальных же графах находится по два слагаемых. Из них слагаемые, содержащие коэффициенты R_n , описываются электрическим вектором Герца, а слагаемые, содержащие коэффициенты T_n , — магнитным.

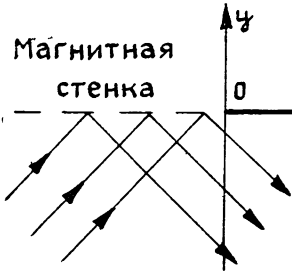


Рис. 2

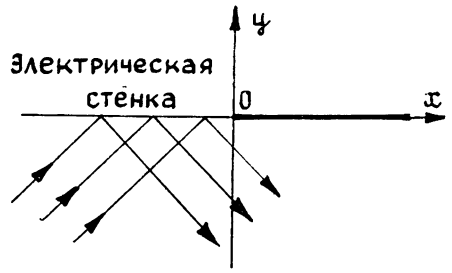


Рис. 3.

Во всех таблицах $\Gamma(1/2)$, $\Gamma(3/2)$ и $\Gamma(5/2)$ — гамма-функции соответствующих аргументов.

3. Нечетное возбуждение. В этом случае решение проводится аналогично разд. 2, поэтому далее будет указано лишь отличие от предыдущего.

Рассматривается задача (рис. 3) с граничными условиями на полуплоскости $x < 0, y = 0$ в виде

$$E_x^t = 0, \quad E_z^t = 0.$$

Поле возбуждающей волны определяется функциями

$$\varphi^i = a \cos(\beta y) e^{j\alpha_0 x}, \quad \psi^i = b j \sin(\beta y) e^{j\alpha_0 x}.$$

С иными граничными условиями связано введение других функциональных комбинаций

$$d = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad d_z = \frac{\partial \varphi}{\partial y} - jZk \frac{\varphi}{\rho}, \quad q = k\rho\psi, \quad q_z = k\rho\psi + jZ \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad (14)$$

фурье-образы которых связаны между собой равенствами

$$D_z(\alpha) = M(\alpha)D(\alpha), \quad G_z(\alpha) = N(\alpha)G(\alpha), \quad (15)$$

где $M(\alpha) = 1 - jZk/(\rho\gamma)$, $N(\alpha) = 1 + jZ\gamma/(\rho k)$.

Повторяя ход решения и выкладки по разд. 2, получим формулы для зависимости составляющих полей E^t и H^t в окрестности края от координаты x , сведенные в табл. 3 для $Z \neq 0$. Коэффициенты R_n и T_n определяются по формулам (12), где амплитудные множители будут равны

$$P = -jak/\rho, \quad Q = -b\beta.$$

Система уравнений, определяющая неизвестные постоянные, также будет иметь вид (13), но функции $M_+(\alpha)$, $N_+(\alpha)$ и их асимптотика будут другими:

$$\text{при } \alpha \rightarrow \infty \quad M_+(\alpha) \simeq 1, \quad N_+(\alpha) \simeq \begin{cases} 1 & \text{для } Z=0 \\ \sqrt{jZ\alpha/\rho k} & \text{для } Z \neq 0 \end{cases}. \quad (16)$$

Таблица 1

Составляющая электроманнитного поля	Зависимость от координаты x в окрестности края импедансной полуплоскости при четном возбуждении	
	для $x < 0$	для $x > 0$
E_x^t	$-j \sqrt{\frac{\rho}{k}} R_2 \frac{x^{-1/2}}{\Gamma(1/2)} - h \sqrt{Z} T_2 x$	$jZ \sqrt{\frac{k}{\rho}} R_2 \frac{x^{1/2}}{\Gamma(3/2)} - h \sqrt{Z} T_2 x$
E_y^t	0	$-\sqrt{\frac{\rho}{k}} R_2 \left(\frac{x^{-1/2}}{\Gamma(1/2)} - h^2 \frac{x^{3/2}}{\Gamma(5/2)} \right)$
E_z^t	$-j \sqrt{Z} T_2 + h \sqrt{\frac{\rho}{k}} R_2 \frac{x^{1/2}}{\Gamma(3/2)}$	$-j \sqrt{Z} T_2 - Zh \sqrt{\frac{k}{\rho}} R_2 \frac{x^{3/2}}{\Gamma(5/2)}$
H_x^t	0	$-j \frac{T_2}{\sqrt{Z}} - h \sqrt{\frac{k}{\rho}} R_2 \frac{x^{3/2}}{\Gamma(5/2)}$
H_y^t	$\frac{\sqrt{Z}}{k\rho} (T_3 - h^2 T_2 x)$	$\frac{\sqrt{Z}}{k\rho} (T_3 - h^2 T_2 x)$
H_z^t	0	$-j \sqrt{\frac{k}{\rho}} R_2 \frac{x^{1/2}}{\Gamma(3/2)} + h \frac{T_2}{\sqrt{Z}} x$

Таблица 2

Составляющая электроманнитного поля	Зависимость от координаты x в окрестности края идеально проводящей полуплоскости при четном возбуждении	
	для $x < 0$	для $x > 0$
E_x^t	$-j \sqrt{\frac{\rho}{k}} R_2 \frac{x^{-1/2}}{\Gamma(1/2)} + ih \sqrt{k\rho} T_2 \frac{x^{3/2}}{\Gamma(5/2)}$	0
E_y^t	0	$-\sqrt{\frac{\rho}{k}} R_2 \left(\frac{x^{-1/2}}{\Gamma(1/2)} - h^2 \frac{x^{3/2}}{\Gamma(5/2)} \right)$
E_z^t	$\left(h \sqrt{\frac{\rho}{k}} R_2 - \sqrt{k\rho} T_2 \right) \frac{x^{1/2}}{\Gamma(3/2)}$	0
H_x^t	0	$\frac{T_2}{\sqrt{k\rho}} \frac{x^{-1/2}}{\Gamma(1/2)} - h \sqrt{\frac{k}{\rho}} R_2 \frac{x^{3/2}}{\Gamma(5/2)}$
H_y^t	$-j \frac{T_2}{\sqrt{k\rho}} \left(\frac{x^{-1/2}}{\Gamma(1/2)} - h^2 \frac{x^{3/2}}{\Gamma(5/2)} \right)$	0
H_z^t	0	$j \left(h \frac{T_2}{\sqrt{k\rho}} - \sqrt{\frac{k}{\rho}} R_2 \right) \frac{x^{1/2}}{\Gamma(3/2)}$

Составляющая электро- магнитного поля	Зависимость от координаты x в окрестности края импедансной полуплоскости при нечетном возбуждении	
	для $x < 0$	для $x > 0$
E_x^t	0	$ZR_2 - jh \sqrt{Zk\rho} T_2 \frac{x^{3/2}}{\Gamma(5/2)}$
E_y^t	$j \frac{\rho}{k} (R_3 - h^2 R_2 x)$	$j \frac{\rho}{k} (R_3 - h^2 R_2 x)$
E_z^t	0	$\sqrt{Zk\rho} T_2 \frac{x^{1/2}}{\Gamma(3/2)} + jZhR_2 x$
H_x^t	$-\sqrt{\frac{Z}{k\rho}} T_2 \frac{x^{-1/2}}{\Gamma(1/2)} + jhR_2 x$	$\sqrt{\frac{k\rho}{Z}} T_2 \frac{x^{1/2}}{\Gamma(3/2)} + jhR_2 x$
H_y^t	0	$j \sqrt{\frac{Z}{k\rho}} T_2 \left(\frac{x^{-1/2}}{\Gamma(1/2)} - h^2 \frac{x^{3/2}}{\Gamma(5/2)} \right)$
H_z^t	$-R_2 - jh \sqrt{\frac{Z}{k\rho}} T_2 \frac{x^{1/2}}{\Gamma(3/2)}$	$-R_2 + j \sqrt{\frac{k\rho}{Z}} h T_2 \frac{x^{3/2}}{\Gamma(5/2)}$

Таблица 4

Составляющая электро- магнитного поля	Зависимость от координаты x в окрестности края идеально проводящей полуплоскости при нечетном возбуждении	
	для $x < 0$	для $x > 0$
E_x^t	0	0
E_y^t	$j \frac{\rho}{k} (R_3 - h^2 R_2 x)$	$j \frac{\rho}{k} (R_3 - h^2 R_2 x)$
E_z^t	0	0
H_x^t	$j(T_2 + hR_2 x)$	$j(T_2 + hR_2 x)$
H_y^t	0	0
H_z^t	$-R_2 - hT_2 x$	$-R_2 - hT_2 x$

Для случая идеально проводящей полуплоскости $Z=0$ необходимо учесть в формулах (11) изменение асимптотики функции $N_+(\alpha)$ согласно (16), что приведет к тривиальному результату (см. табл. 4).

В работе «техника» метода Винера—Хопфа использована для однозначного определения и исследования особенностей распределения поля у края полубесконечной структуры.

Объединяя результаты, полученные в разд. 2 и 3, отметим, что распределение полей у края идеально проводящей полуплоскости совпадает с известным [2].

Из табл. 1—4 следует, что зависимости составляющих полей от координат в окрестности края импедансной полуплоскости отличаются от тех же зависимостей для идеально проводящей полуплоскости. В частности, из табл. 1 следует, что $H_x \sim \text{const}$ при $x \rightarrow 0$ в полуплоскости $x > 0, y = 0$. В этом случае интеграл, указанный во введении, остается конечным. Причина такого отличия заключается в различии асимптотики характеристических функций $M_+(\alpha)$ и $N_+(\alpha)$, описывающих сравниваемые структуры (см. (10) и (16)).

Формулы для коэффициентов в разложениях (12) определяют зависимость распределения поля от типа падающей волны при всех углах падения η и θ . Исключением является лишь нормальное падение $h=0, \alpha_0=0$, когда волны не могут быть описаны y -компонентами векторов Герца (2). Для этого случая были рассмотрены поля, определяемые z -компонентой вектора Герца. Конечные результаты, найденные по рассмотренной методике, совпадают с приведенными в табл. 1—4. В обоих случаях в формулах, определяющих особенность распределения, от типа возбуждающей волны и углов падения зависят только амплитудные множители. Подобное исследование уже было проделано ранее для нормального падения магнитной волны [7]. В результате отмечен факт конечности плотности тока вблизи края импедансной полуплоскости.

Таким образом, изменение граничных условий, заданных на поверхности полуплоскости, приводит к существенному изменению распределения электромагнитного поля вблизи ее края. Даже при ограничениях, указанных во введении, импедансная модель полуплоскости является более близкой к реальным структурам, чем идеально проводящая. Полученные результаты могут быть полезны в численных алгоритмах решения краевых задач, в которых особенность распределения поля полагается известной заранее.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хенл Х, Мауэ А, Вестпфаль К. Теория дифракции. — М: Мир, 1964.
2. Митра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. — М.: Мир, 1974. — 328 с.
3. Senior T B. A. — Proc Roy. Soc., 1952, A-213, № 1115, p. 436.
4. Нобль Б. Метод Винера—Хопфа. — М.: ИЛ, 1962. — 280 с
5. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. — М. Сов. радио, 1966. — 432 с.
6. Гринберг Г. А.; Фок В. А. — В сб. Исследования по распространению радиоволн / Под ред. Б. А. Введенского. — М — Л. АН СССР, 1948, с. 69.
7. Ильинский А С, Слепян Г. Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. — М. Гос. ун-т, 1983. — 232 с

Поступила в редакцию
11 февраля 1985 г.

DISTRIBUTION OF ELECTROMAGNETIC FIELD NEAR THE IMPEDANCE SEMI-INFINITE PLATE EDGE

S. V. Zaitsev

Theoretical model of semi-infinite plate with impedance boundary conditions is considered. The solution of scattering problem of plane electromagnetic wave which is incident at an arbitrary angle has been made by Wiener—Hopf method. Analysis of the results obtained allowed one to compare the behaviour of electric and magnetic field components near the edges of impedance and infinite conductance plates.