зеркальной антенны за счет выбора материала и толщины РПП кромок зеркала в конкретном диапазоне углов облучения.

2.4.2. Расчет характеристик рассеяния двумерных моделей бортовых антенных систем

В данном подразделе производится вывод интегральных уравнений для системы из незамкнутых идеально проводящих экранов в присутствии диэлектрического обтекателя, на основе которых построен численный метод расчета полей рассеяния для данной системы в двумерном случае. Получен ряд результатов расчетов полей рассеяния для двумерной модели "зеркальная антенна – диэлектрический обтекатель".

2.4.2.1. Геометрия модели обтекателя

В двумерной модели обтекателя выделим две части: "носик", обладающий большой кривизной поверхности, и боковые стенки обтекателя (рис. 2.76).

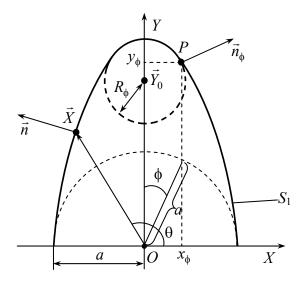


Рис. 2.76. Геометрия двумерной модели обтекателя

Уравнение внутренней поверхности S_1 второй части обтекателя запишем как:

$$y = -\mu \left| x \right|^{\alpha} + \nu \,, \tag{2.161}$$

где μ , α , ν – коэффициенты, характеризующие форму и размер обтекателя.

В окрестности "носика" форму обтекателя опишем дугой окружности, гладко сопрягающейся с кривой, описываемой уравнением (2.161). Величина носового участка и его радиус кривизны определяются расположением точки $P(x_{\phi}, y_{\phi})$, координаты которой удобно задавать с помощью некоторого угла ϕ , отсчитываемого от оси OY(a – половина основания обтекателя):

$$x_{\phi} = a \sin \phi$$
, $y_{\phi} = -\mu (a \sin \phi)^{\alpha} + v$. (2.162)

Введя параметризацию координат обтекателя по оси абсцисс $x = a\cos\theta$ (где θ – угол, отсчитываемый от оси ОХ, $0 \le \theta \le \pi$), запишем уравнение поверхности S_1 в виде:

$$y = \begin{cases} -\mu(a\cos\theta)^{\alpha} + \nu, & \left|\theta - \frac{\pi}{2}\right| \ge \phi, \\ \sqrt{R_{\phi}^{2} + (a\cos\theta)^{2}} + y_{\phi} + t_{0}(\vec{n}_{\phi})_{y}, & \left|\theta - \frac{\pi}{2}\right| < \phi, \end{cases}$$

где $t_0 = -x_\phi/\left(\vec{n}_\phi\right)_x$, $\left(\vec{n}_\phi\right)_x - x$ -я компонента орта нормали \vec{n}_ϕ к поверхности S_1 для $\theta = \pi/2 \pm \phi$.

Такое представление геометрии модели обтекателя позволяет изменять его форму от сферической до оживальной.

2.4.2.2. Интегральные и интегро-дифференциальные уравнения для системы незамкнутых экранов с диэлектрическим обтекателем

Будем рассматривать модель двумерной антенной системы, состоящую из двух незамкнутых параболических идеально проводящих и бесконечно тонких экранов S_{01} и S_{02} под монолитным оживальным диэлектрическим обтекателем D_2 . В основании обтекателя D_2 для моделирования аппаратуры, расположенной в основании антенной системы в реальных бортовых антенных системах, расположим дополнительный конечный идеально проводящий экран S_{03} , имеющий размер, соответствующий размеру основания обтекателя (см. рис. 2.77). Пусть стенки обтекателя выполнены из диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ε_1 .

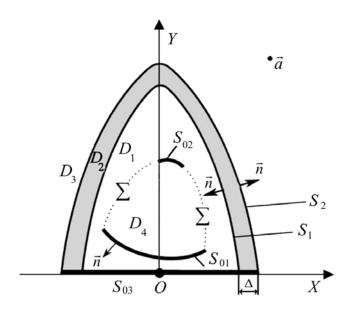


Рис. 2.77. Двумерная модель двухзеркальной антенной системы, укрытой диэлектрическим обтекателем

Выведем систему интегральных уравнений для случая E-поляризации. Будем полагать, что временная зависимость поля имеет вид $exp(-j\omega t)$. Введем в рассмотрение вспомогательный источник — токовую нить, расположенную в точке $\vec{\xi}$ ($\vec{\xi} \in D_1$) (рис. 2.77), z-ю компоненту поля которой можно записать в виде

$$G(\vec{X}, \vec{\xi}) = H_0^{(1)}(k_0|\vec{X} - \vec{\xi}|)/4j$$
,

где $H_0^{(1)}(z)$ — функция Ханкеля, k_0 — волновое число в свободном пространстве, \vec{X} — точка наблюдения.

Рассмотрим случай облучения системы извне E - поляризованной плоской волной. В этом случае первичное поле будет иметь вид $E_z^0(\vec{X}) = exp \left(jk_0(\vec{R}_0 \cdot \vec{X})\right)$, где $\vec{R}_0 = \left(R_0^1, R_0^2\right)$ — орт направления распространения падающей волны.

Обозначим через $E_z(\vec{\xi})$ полное поле в точке $\vec{\xi}$. Для случая E -поляризации полное поле должно удовлетворять граничным условиям

$$E_{z}(\vec{\xi})_{S_{0}} = 0,$$

$$E_{z}^{+}(\vec{\xi}) = E_{z}^{-}(\vec{\xi}),$$

$$1/\mu_{0} \times \partial E_{z}^{+}(\vec{\xi})/\partial n_{\xi} = 1/\mu_{1} \times \partial E_{z}^{-}(\vec{\xi})/\partial n_{\xi}$$
ДЛЯ $\vec{\xi} \in S$,
$$(2.163)$$

где $S_0 = S_{01} \cup S_{02} \cup S_{03}$, $S = S_1 \cup S_2$, $E_z^+(\vec{\xi})$, $\partial E_z^+(\vec{\xi})/\partial n_\xi$, $E_z^-(\vec{\xi})$, $\partial E_z^-(\vec{\xi})/\partial n_\xi$ – граничные значения на S_0 полного поля и его нормальной производной со стороны выбранного направления нормали \vec{n} и с противоположной стороны, μ_0 – относительная магнитная проницаемость свободного пространства, μ_1 – относительная магнитная проницаемость материала, из которого выполнен обтекатель.

Здесь и далее для рассматриваемых диэлектрических материалов $\mu_1 = \mu_0 = 1$.

Предположим, что точка наблюдения расположена в области D_1 $\Big(\vec{X} \in D_1\Big)$.

Применив вторую формулу Грина [70] к функциям $E_z(\vec{\xi})$ и $G(\vec{X}, \vec{\xi})$ в области D_4 , с учетом выбранных направлений нормалей, получим следующее выражение:

$$\iint_{D_4} \left[E_z(\vec{\xi}) \nabla^2 G(\vec{X}, \vec{\xi}) - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \nabla^2 E_z(\vec{\xi}) \right] dS_{\xi} =$$

$$= \int_{S_{01} + S_{02}} \left(E_z(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_z(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} \right) dl_{\xi} +$$

$$+ \int_{\Sigma} \left(E_z(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_z(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} \right) dl_{\xi} , \qquad (2.164)$$

где dS_{ξ} — дифференциал площади, dl_{ξ} — дифференциал дуги.

Функции $G(\vec{X}, \vec{\xi})$ и $E_z(\vec{\xi})$ в области D_4 , должны отвечать следующим уравнениям Гельмгольца

$$\nabla^{2} E_{z}(\vec{\xi}) + k_{0}^{2} E_{z}(\vec{\xi}) = 0,$$

$$\nabla^{2} G(\vec{X}, \vec{\xi}) + k_{0}^{2} G(\vec{X}, \vec{\xi}) = 0.$$
(2.165)

С учетом уравнений (2.165) и граничных условий (2.163) перепишем выражение (2.164) в следующем виде

$$0 = -\int_{S_{01} + S_{02}} \left(G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_z^-(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} \right) dl_{\xi} + \int_{\Sigma} \left(E_z^-(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_z^-(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} \right) dl_{\xi} .$$

$$(2.166)$$

Теперь применим вторую формулу Грина к функциям $E_z(\vec{\xi})$ и $G(\vec{X},\vec{\xi})$ в области D_1 , с учетом выбранных направлений нормалей получаем следующее выражение:

$$\iint_{D_{1}} \left[E_{z}(\vec{\xi}) \nabla^{2} G(\vec{X}, \vec{\xi}) - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \nabla^{2} E_{z}(\vec{\xi}) \right] dS_{\xi} =$$

$$= -\int_{S_{01} + S_{02}} \left(E_{z}^{+}(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_{z}^{+}(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} \right) dl_{\xi} -$$

$$-\int_{\Sigma} \left(E_{z}^{+}(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_{z}^{+}(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} \right) dl_{\xi} +$$

$$+\int_{S_{03}} \left(E_{z}^{-}(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_{z}^{-}(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} \right) dl_{\xi}.$$
(2.167)

В области D_1 функции $G(\vec{X},\vec{\xi})$ и $E_z(\vec{\xi})$ должны отвечать следующим уравнениям Гельмгольца:

$$\nabla^{2} E_{z}(\vec{\xi}) + k_{0}^{2} E_{z}(\vec{\xi}) = 0,$$

$$\nabla^{2} G(\vec{X}, \vec{\xi}) + k_{0}^{2} G(\vec{X}, \vec{\xi}) = \delta(\vec{X} - \vec{\xi}),$$
(2.168)

где $\delta(\bullet)$ – дельта-функция Дирака.

В результате для области D_1 можем записать

$$E_{z}(\vec{X}) = \int_{S_{01}+S_{02}} G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_{z}^{+}(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} dl_{\xi} - \int_{\Sigma} \left(E_{z}^{+}(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_{z}^{+}(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} \right) dl_{\xi} - \int_{S_{03}} G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_{z}^{-}(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} dl_{\xi} - \int_{S_{1}} \left(E_{z}^{+}(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_{z}^{+}(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} \right) dl_{\xi} .$$

$$(2.169)$$

Учтем, что в области D_2 функции $E_z(\vec{\xi})$ и $G(\vec{X},\vec{\xi})$ должны удовлетворять следующим уравнениям Гельмгольца:

$$\nabla^{2} E_{z}(\vec{\xi}) + k_{1}^{2} E_{z}(\vec{\xi}) = 0 ,$$

$$\nabla^{2} G(\vec{X}, \vec{\xi}) + k_{0}^{2} G(\vec{X}, \vec{\xi}) = 0 ,$$
(2.170)

где k_1 — волновое число в среде с параметрами материала обтекателя.

Применив вторую формулу Грина к функциям $E_z(\vec{\xi})$ и $G(\vec{X},\vec{\xi})$ в области D_2 , получаем

$$\iint_{D_2} (k_1^2 - k_0^2) E_z(\vec{\xi}) G(\vec{X}, \vec{\xi}) dS_{\xi} =$$

$$= \iint_{D_2} (E_z^-(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_z^-(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} dl_{\xi} .$$
(2.171)

В области D_3 функции $E_z(\vec{\xi})$ и $G(\vec{X},\vec{\xi})$ должны удовлетворять следующим уравнениям Гельмгольца:

$$\nabla^{2} E_{z}(\vec{\xi}) + k_{0}^{2} E_{z}(\vec{\xi}) = \delta(\vec{\xi} - \vec{a}),$$

$$\nabla^{2} G(\vec{X}, \vec{\xi}) + k_{0}^{2} G(\vec{X}, \vec{\xi}) = 0.$$
(2.172)

Применив вторую формулу Грина к функциям $E_z(\vec{\xi})$ и $G(\vec{X},\vec{\xi})$ в области D_3 , получаем

$$-G(\vec{X}, \vec{a}) = -\int_{S_2} \left(E_z^+(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} - G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_z^+(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} \right) dl_{\xi} +$$

$$+ \int_{S_{03}} G(\vec{X}, \vec{\xi}) \frac{\partial E_z^+(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} dl_{\xi}.$$
(2.173)

Далее, просуммировав выражения (2.166), (2.169), (2.171), (2.173) и введя в рассмотрение величину $q(\vec{\xi}) = \frac{\partial E_z^+(\vec{\xi})}{\partial n_\xi} - \frac{\partial E_z^-(\vec{\xi})}{\partial n_\xi}$, пропорциональную плотности поверхностного тока, получаем интегральное представление для полного поля [71]

$$E_{z}(\vec{X}) - G(\vec{X}, \vec{a}) = -\int_{S_{0}} G(\vec{X}, \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) dl_{\xi} - (k_{1}^{2} - k_{0}^{2}) \iint_{D_{2}} E_{z}(\vec{\xi}) G(\vec{X}, \vec{\xi}) dS_{\xi} .$$
(2.174)

Устремим точку расположения токовой нити \vec{a} на бесконечность в направлении $-\vec{R}_0$. В результате этого предельного перехода функция $G(\vec{X},\vec{a})$ перейдет в поле плоской волны $E_z^0(\vec{X}) = A \cdot exp \big(j k_0 \big(\vec{R}_0 \cdot \vec{X} \big) \big)$, где A — амплитудный коэффициент.

Затем, расположив точку наблюдения в области D_2 и на поверхности S_0 , можем получить систему интегральных уравнений для полного поля в присутствии системы "три экрана — обтекатель" в случае E-поляризации:

$$E_{z}(\vec{X}) - E_{z}^{0}(\vec{X}) = -\int_{S_{0}} G(\vec{X}, \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) dl_{\xi} - (k_{1}^{2} - k_{0}^{2}) \iint_{D_{2}} E_{z}(\vec{\xi}) G(\vec{X}, \vec{\xi}) dS_{\xi}, \quad \vec{X} \in D_{2},$$
(2.175)

$$\int_{S_0} G(\vec{X}, \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) dl_{\xi} = E_z^0(\vec{X}) - (k_1^2 - k_0^2) \iint_{D_2} E_z(\vec{\xi}) G(\vec{X}, \vec{\xi}) dS_{\xi}, \quad \vec{X} \in S_0$$
(2.176)

 $^{^1}$ В силу условий Майкснера [72] функция $q(\vec{\xi})$ имеет краевые особенности порядка $\zeta^{-\frac{1}{2}}$, ζ — расстояние от соответствующего края экрана. Данное условие было учтено при разработке метода расчета.

В случае H -поляризации полное поле $H_z(\vec{\xi})$ должно удовлетворять следующим граничным условиям:

$$\begin{split} & \partial H_z(\vec{\xi})/\partial n_\xi \Big|_{S_0} = 0, \\ & H_z^+(\vec{\xi}) = H_z^-(\vec{\xi}), \\ & 1/\varepsilon_0 \times \partial H_z^+(\vec{\xi})/\partial n_\xi = 1/\varepsilon_1 \times \partial H_z^-(\vec{\xi})/\partial n_\xi, \end{split} \right\} \text{для } \vec{\xi} \in S. \end{split} \tag{2.177}$$

По аналогии со случаем E-поляризации, применив последовательно вторую формулу Грина к областям D_1 , D_2 , D_3 , D_4 и проделав ряд преобразований, можно получить следующее интегральное представление для $H_z(\vec{X})$ [73–75]:

$$H_{z}(\vec{X}) - H_{z}^{0}(\vec{X}) = -\int_{S_{0}} \partial G(\vec{X}, \vec{\xi}) / \partial n_{\xi} p(\vec{\xi}) dl_{\xi} - \left(1 - \frac{\varepsilon_{0}}{\varepsilon_{1}}\right) \int_{S} G(\vec{X}, \vec{\xi}) \partial H_{z}^{-}(\vec{\xi}) / \partial n_{\xi} dl_{\xi} - \left(k_{1}^{2} - k_{0}^{2}\right) \iint_{D_{2}} H_{z}(\vec{\xi}) G(\vec{X}, \vec{\xi}) dS_{\xi},$$

$$(2.178)$$

где $H_z^0(\vec{X})-z$ -я компонента магнитного поля первичного источника, $\partial H_z^-(\vec{\xi})/\partial n_\xi$ — граничное значение нормальной производной полного поля со стороны области D_2 . Величина $p(\vec{\xi})=H_z^+(\vec{\xi})-H_z^-(\vec{\xi})^1$ при рассматриваемой поляризации пропорциональна плотности поверхностного тока.

Продифференцировав равенство (2.178) по n_x , получим следующее выражение:

 $^{^1}$ В силу условий Майкснера [72] функция $p(\vec{\xi})$ обращается в нуль на краях экранов как $\zeta^{\frac{1}{2}}$, где ζ — расстояние от края экрана.

$$\frac{\partial}{\partial n_{x}} \int_{S_{0}} \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} p(\vec{\xi}) dl_{\xi} = \frac{\partial H_{z}^{0}(\vec{X})}{\partial n_{x}} - \left(1 - \frac{\varepsilon_{0}}{\varepsilon_{1}}\right) \int_{S} \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{x}} \frac{\partial H_{z}^{-}(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} dl_{\xi} - \left(k_{1}^{2} - k_{0}^{2}\right) \iint_{D_{z}} H_{z}(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{x}} dS_{\xi}. \tag{2.179}$$

Уравнение (2.179) неудобно для проведения численных расчетов, так как выражение в левой его части представляет собой нормальную производную потенциала двойного слоя. Преобразовав левую часть уравнения (2.179) аналогично тому, как это сделано в [76], получим уравнение, содержащее не только $p(\vec{\xi})$, но и его производную вдоль дуги контура экрана $p'(\vec{\xi})$:

$$k_{0}^{2} \int_{S_{0}} (\vec{n}_{\xi} \cdot \vec{n}_{x}) G(\vec{X}, \vec{\xi}) p(\vec{\xi}) dl_{\xi} +$$

$$+ k_{0} \int_{S_{0}} \partial G(\vec{X}, \vec{\xi}) / \partial n_{\xi} \left[(\vec{R}^{0} \cdot \vec{\tau}_{\xi}) p'(\vec{X}) - (\vec{R}^{0} \cdot \vec{\tau}_{x}) p'(\vec{\xi}) \right] dl_{\xi} +$$

$$+ p'(\vec{X}) \left[G(k_{0}R_{A}) - G(k_{0}R_{B}) \right] = \frac{\partial H_{z}^{0}(\vec{X})}{\partial n_{x}} -$$

$$- \left(1 - \frac{\varepsilon_{0}}{\varepsilon_{1}} \right) \int_{S} \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{x}} \frac{\partial H_{z}^{-}(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} dl_{\xi} - (k_{1}^{2} - k_{0}^{2}) \iint_{D_{z}} H_{z}(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{x}} dS_{\xi} ,$$

$$(2.180)$$

где $p'(\vec{\xi})(p'(\vec{X}))$ – производная функции $p(\vec{\xi})(p(\vec{X}))$ по дуге контура в точке экрана $\vec{\xi}(\vec{X})$; R_A , R_B – расстояния от краев экранов S_0 до точки наблюдения; $\vec{\tau}_\xi$, $\vec{\tau}_x$ – орты касательных к линии S_0 в точках $\vec{\xi}$, \vec{x} ; $\vec{R}^0 = (\vec{\xi} - \vec{x})/|\vec{\xi} - \vec{x}|$.

Проделав ряд преобразований, можем получить систему интегральных уравнений для полного поля в случае системы "три экрана – обтекатель":

$$H_{z}(\vec{X}) - H_{z}^{0}(\vec{X}) = -\int_{S_{0}} \partial G(\vec{X}, \vec{\xi}) / \partial n_{\xi} p(\vec{\xi}) dl_{\xi} -$$

$$-\left(1 - \frac{\varepsilon_{0}}{\varepsilon_{1}}\right) \int_{S} G(\vec{X}, \vec{\xi}) \partial H_{z}^{-}(\vec{\xi}) / \partial n_{\xi} dl_{\xi} -$$

$$-\left(k_{1}^{2} - k_{0}^{2}\right) \iint_{D_{2}} H_{z}(\vec{\xi}) G(\vec{X}, \vec{\xi}) dS_{\xi}, \quad \vec{X} \in D_{2}, \qquad (2.181)$$

$$k_{0}^{2} \int_{S_{0l}} (\vec{n}_{\xi} \cdot \vec{n}_{x}) G(k_{0}R) p_{l}(\vec{\xi}) dl_{\xi} +$$

$$+ k_{0} \int_{S_{0l}} G'(k_{0}R) \left[(\vec{R}^{0} \cdot \vec{\tau}_{\xi}) p_{l}'(\vec{X}) - (\vec{R}^{0} \cdot \vec{\tau}_{x}) p_{l}'(\vec{\xi}) \right] dl_{\xi} +$$

$$+ p_{l}'(\vec{X}) \left[G(k_{0}R_{A_{l}}) - G(k_{0}R_{B_{l}}) \right] +$$

$$+ \sum_{m \neq l} \int_{S_{0m}} \frac{\partial^{2} G(k_{0}R)}{\partial n_{\xi} \partial n_{x}} p_{m}(\vec{\xi}) dl_{\xi} = \frac{\partial H_{z}^{0}(\vec{X})}{\partial n_{x}} -$$

$$- \left(1 - \frac{\varepsilon_{0}}{\varepsilon_{1}}\right) \int_{S} \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{x}} \frac{\partial H_{z}^{-}(\vec{\xi})}{\partial n_{\xi}} dl_{\xi} -$$

$$- \left(k_{1}^{2} - k_{0}^{2}\right) \iint_{D_{z}} \frac{\partial G(\vec{X}, \vec{\xi})}{\partial n_{x}} H_{z}(\vec{\xi}) dS_{\xi}, \quad \vec{X} \in S_{0l}, \quad (l = 1, 2, 3). \quad (2.182)$$

Под $p_l(\vec{\xi})$ в (2.182) понимается значение функции $p(\vec{\xi})$ на контуре l-го экрана.

Выражение, стоящее в правой части (2.182), содержит предельные значения $\partial H_z^{-}(\vec{\xi})/\partial n_{\xi}$ на S. Тем не менее, наличие этого члена не вызывает дополнительных расчетных трудностей, так как подлежит нахождению поле не на линии, а в плоской области. Соответствующие предельные значения нормальной производной могут быть приближенно выражены через значения поля в области D_2 с помощью интерполяции.

Как показали проведенные исследования, в большинстве случаев решение системы уравнений (2.181) и (2.182) может быть получено с помощью итерационной процедуры (в частности, в отсутствие экрана S_{03}). Однако в случае сильного взаимодействия между экранами и обтекателем при итерациях "экраны — обтекатель" не наблюдается установление токов на экранах и поля в слое обтекателя и систему уравнений (2.181), (2.182) необходимо решать непосредственно.

2.4.2.3. Численный метод решения полученных систем интегральных уравнений (случай *E*-поляризации)

Интегрирование по области D_2 может быть представлено в виде последовательного интегрирования вдоль направляющей линии S_1 и вдоль нормали к S_1 . При этом, учитывая, что толщина стенки обтекателя составляет величину порядка половины длины волны, для получения приемлемой точности вычислений в используемой квадратурной формуле достаточно иметь значения подынтегральной функции в трех точках вдоль нормали. Таким образом, интеграл по области D_2 может быть представлен в виде взвешенной суммы интегралов по трем подобным S_1 контурам, находящимся внутри D_2 .

Введем параметризацию точек на контурах внутри стенки обтекателя (рис. 2.78) и на контурах S_0 .

Интегрирование вдоль нормали к стенке обтекателя будем проводить численно, используя 3-х точечную формулу Гаусса [71].

Для точки наблюдения на контурах внутри стенки обтекателя $\vec{X}_l = (x_l, y_l)$, (l = 1, 2, 3)

$$x_{l}(\theta_{0}) = a\cos(\theta_{0}) + h(1 - \beta_{l})n_{x}(\theta_{0}),$$

$$y_{l}(\theta_{0}) = \eta(\theta_{0}) + h(1 - \beta_{l})n_{y}(\theta_{0}), (0 \le \theta_{0} \le \pi);$$

для точек интегрирования на контурах внутри стенки обтекателя $\vec{\xi}_l = (x_{\xi,l}, y_{\xi,l}), \ (l=1,2,3)$

$$x_{\xi,l}(\theta) = a\cos(\theta) + h(1 - \beta_l)n_x(\theta),$$

$$y_{\xi,l}(\theta) = \eta(\theta) + h(1 - \beta_l)n_y(\theta), \ (0 \le \theta \le \pi).$$

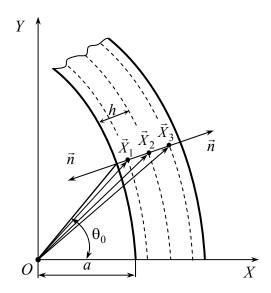


Рис. 2.78. Параметризация точек внутри стенки обтекателя

Здесь l — номер контура в обтекателе; a — половина размера основания обтекателя; h — половина толщины стенки обтекателя; $\eta(\theta)$ — функция, описывающая кривую S_1 ; $\beta_{1,3}=\pm 0,7745597$, $\beta_2=0$ — абсциссы трехточечной формулы Гаусса; n_x , n_y — компоненты орта внешней нормали \vec{n} к поверхности, ограничивающей обтекатель.

Для точки наблюдения $\vec{X}_l = (x_l, y_l)$, (l = 4, 5, 6) на контурах, соответствующих экранам S_0 ,

$$x_l(\theta_0) = a_l \cos(\theta_0), \ y_l(\theta_0) = \eta_l(x_l(\theta_0)) = \eta_l(\theta_0), \ (0 \le \theta_0 \le \pi);$$

для точек интегрирования $\vec{\xi}_l = (x_{\xi,l}, y_{\xi,l}), \ (l = 4,5,6)$ на контурах, соответствующих экранам S_0 ,

$$x_{\xi,l}(\theta) = a_l \cos(\theta), \ y_{\xi,l}(\theta) = \eta_l(x_{\xi,l}(\theta)) = \eta_l(\theta), \ (0 \le \theta \le \pi).$$

Здесь (l-3) — номер экрана (l=4) соответствует контуру экрана S_{01} , l=5 — контуру экрана S_{02} , l=6 — контуру экрана S_{03}); a_l , (l=4,5,6) — половина апертуры l-го контура; $\eta_l(\theta)$, (l=4,5,6) — функция, описывающая l-й контур. Для экранов S_{01} и S_{02} $\eta_l(\theta) = (a_l \cos \theta)^2/2f_l + d_l$, f_l — удвоенное значение фокусного расстояния l-го контура, d_l — высота подъема вершины l-го контура над осью OX. Для экрана S_{03} $\eta_6(\theta) \equiv 0$.

Решение интегрального уравнения на каждом контуре внутри области D_2 будем искать в виде отрезка ряда Фурье по косинусам в виде

$$E_z^l(\theta_0) = \sum_{k=0}^{N} A_k^l \cos(k \, \theta_0), \quad (0 \le \theta_0 \le \pi), \quad (l = 1, 2, 3), \quad (2.183)$$

где A_k^l — подлежащие нахождению коэффициенты.

Решение интегрального уравнения на каждом контуре S_0 с учетом условий Майкснера будем искать в следующем виде

$$q_l(\theta_0) = \zeta(\theta_0) \sum_{k=0}^{N} A_k^l \cos(k\theta_0), \ (0 \le \theta_0 \le \pi), \ (l = 4,5,6),$$
 (2.184)

где A_k^l — подлежащие нахождению коэффициенты; в случае E-поляризации $\zeta(\theta_0) = 1/a_l \sin \theta_0$ — множитель, позволяющий учесть условие Майкснера.

Далее, для каждой точки наблюдения θ_0 получаем систему из шести (по числу контуров интегрирования) уравнений относительно неизвестных коэффициентов A_k^l :

$$\sum_{k=0}^{N} A_{k}^{l} \cos(k\theta_{0}) = E_{z}^{0} (\vec{X}_{l}(\theta_{0})) - \frac{h(k_{1}^{2} - k_{0}^{2})}{4j} \sum_{m=1}^{3} \alpha_{m} \sum_{k=0}^{N} C_{k}^{l,m}(\theta_{0}) A_{k}^{m} - \sum_{k=0}^{N} \sum_{m=4}^{6} A_{k}^{m} C_{k}^{l,m}(\theta_{0}), (l = 1,2,3),$$

$$\sum_{k=0}^{N} \sum_{m=4}^{6} A_{k}^{m} C_{k}^{l,m}(\theta_{0}) = E_{z}^{0} (\vec{X}_{l}(\theta_{0})) - \frac{h(k_{1}^{2} - k_{0}^{2})}{4j} \sum_{m=1}^{3} \alpha_{m} \sum_{k=0}^{N} C_{k}^{l,m}(\theta_{0}) A_{k}^{m}, (l = 4,5,6),$$

$$(2.185)$$

где $\alpha_{1,3} = 5/9$, $\alpha_2 = 8/9$ – коэффициенты 3-х точечной формулы Гаусса. Коэффициенты $C_k^{l,m}$ в выражениях (2.185) представляют собой интегралы от известных функций:

$$C_k^{l,m}(\theta_0) = \int_0^{\pi} H_0^{(1)} \left(k_0 | \vec{X}_l(\theta_0) - \vec{\xi}_m(\theta) | \right) \phi_{l,k}(\theta) p_l(\theta) d\theta, \qquad (2.186)$$

где
$$\varphi_{l,k}(\theta) = \sqrt{\left(x_{\xi,l}'(\theta)\right)^2 + \left(y_{\xi,l}'(\theta)\right)^2} \cos(k\theta), \quad p_l(\theta) = \begin{cases} 1, & l \leq 3 \\ \zeta(\theta), & l > 3 \end{cases}$$

 $x_{\xi,l}'(\theta)$ и $y_{\xi,l}'(\theta)$ – производные по θ от соответствующих координат, верхние индексы l,m (l,m=1,2,...,6) определяют номер контура точки наблюдения и точки интегрирования, соответственно.

Заметим, что для случая, когда точка наблюдения и точка интегрирования лежат на одном контуре (т.е. l=m), подынтегральная функция в (2.186) имеет логарифмическую особенность при $\theta=\theta_0$. Поэтому для расчета этого интеграла необходимо принять специальные меры. Воспользуемся асимптотическим представлением функции Ханкеля для малых значений аргументов [70] и получим окончательное выражение для расчета коэффициентов $C_k^{l,m}$.

$$C_{k}^{l,m}(\theta_{0}) = \int_{0}^{\pi} \left[H_{0}^{(1)}(k_{0} | \vec{X}_{l}(\theta_{0}) - \vec{\xi}_{m}(\theta)) \phi_{l,k}(\theta) p_{l}(\theta) - \left(1 + \frac{2j}{\pi} \left(C + ln \frac{\widetilde{k} a_{l} | cos \theta_{0} - cos \theta|}{2} \right) \right) \phi_{l,k}(\theta_{0}) p_{l}(\theta_{0}) \right] d\theta +$$

$$+ \phi_{l,k}(\theta_{0}) p_{l}(\theta_{0}) \left[\pi + 2j \left(C + ln \frac{\widetilde{k} a_{l}}{4} \right) \right], \qquad (2.187)$$

где $\widetilde{k}=k_0\sqrt{1+\left(\eta_l'(x)\right)^2}$, $x=a_l\cos(\theta_0)$, C=0.57721566 – постоянная Эйлера.

Вычисление интеграла в (2.187) будем проводить с помощью составной пятиточечной формулы Гаусса. При этом точность вычислений будем контролировать путем варьирования числа участков разбиения, на которых применяется эта формула.

Исходя из геометрии задачи, углы наблюдения θ_0 будем выбирать на участке $[0,\pi]$, причем их количество L возьмем большим чем 3(N+1) (например, равным 6(N+1) т.е. количество точек наблюдения на каждом слое выберем в два раза большим, чем количество неизвестных коэффициентов). В результате получим переопределенную систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов A_k^l , решение которой будем находить из условия минимума суммы квадратов невязок. Рассчитав таким образом коэффициенты разложения полного поля в слое диэлектрика и подставив в правые части выражений (2.175), (2.176) найдем полное поле антенной системы с обтекателем в любой точке пространства.

2.4.2.4. Численный метод решения полученных систем интегральных уравнений (случай H-поляризации)

Как оговаривалось выше, предельные значения нормальной производной поля на линии S, необходимые при вычислении второго слагаемого в правой части выражения (2.181), могут быть получены из значений поля в области D_2 . Для этого воспользуемся интерполяционной формулой Лагранжа:

$$\begin{split} H_z (\theta_0, n) &\approx H_z (\vec{X}_1(\theta_0)) \frac{(n - n_2)(n - n_3)}{(n_1 - n_2)(n_1 - n_3)} + \\ &+ H_z (\vec{X}_2(\theta_0)) \frac{(n - n_1)(n - n_3)}{(n_2 - n_1)(n_2 - n_3)} + H_z (\vec{X}_3(\theta_0)) \frac{(n - n_1)(n - n_2)}{(n_3 - n_1)(n_3 - n_2)} \end{split}$$

где n, n_m , (m=1,2,3) – координаты, отсчитываемые вдоль нормали (на $S_1: n=0$, на $S_2: n=\Delta$), n – текущая координата, n_m – координаты на слоях внутри обтекателя, Δ – толщина стенки обтекателя (рис. 2.77).

Как и в случае E-поляризации, решение интегрального уравнения на слоях будем искать в виде отрезка ряда Фурье по косинусам, поэтому с учетом условий (2.177) можно записать:

$$\frac{\partial H_z^-(\theta_0, n)}{\partial n_{\xi}} \approx \sum_{k=0}^N \cos(k \, \theta_0) \sum_{l=1}^3 A_k^l (a_l n + b_l),$$

где a_l и b_l коэффициенты интерполяционной формулы Лагранжа.

Теперь можем получить интеграл как по внутренней, так и по внешней поверхностям обтекателя

$$\int_{S} G(\vec{X}, \vec{\xi}(\theta_0)) \frac{\partial H_z^{-}(\theta_0, n)}{\partial n} \partial l_{\xi} = \sum_{k=0}^{N} \sum_{l=1}^{3} A_k^l \gamma_k^{l, m}(\theta_0), \qquad (2.188)$$

где
$$\gamma_k^{l,m}(\theta_0) = \beta_k(\theta_0)(a_m\Delta + b_m) - \delta_k(\theta_0)b_m$$
,
$$\beta_k(\theta_0) = \int_{S_2} G(\vec{X}, \vec{\xi})cos(k\theta_0)d\theta$$
, $\delta_k(\theta_0) = \int_{S_1} G(\vec{X}, \vec{\xi})cos(k\theta_0)d\theta$.

Подынтегральная функция, как и в случае E-поляризации, имеет не более чем логарифмическую особенность.

Решение интегрального уравнения на каждом контуре S_0 ищем в следующем виде:

$$p_l(\theta_0) = \zeta(\theta_0) \sum_{k=0}^{N} A_k^l \cos(k\theta_0), \ (0 \le \theta_0 \le \pi), \ (l = 4,5,6),$$
 (2.189)

где $\zeta(\theta_0) = a_l \sin \theta_0$.

Таким образом, в случае H-поляризации система уравнений будет иметь следующий вид:

$$\sum_{k=0}^{N} A_{k}^{l} \cos(k\theta_{0}) = H_{z}^{0} (\vec{X}_{l}(\theta_{0})) - \frac{h(k_{1}^{2} - k_{0}^{2})}{4j} \sum_{m=1}^{3} \alpha_{m} \sum_{k=0}^{N} C_{k}^{l,m}(\theta_{0}) A_{k}^{m} + \frac{\varepsilon_{0}}{\varepsilon_{1}} - 1 \sum_{k=0}^{N} \sum_{m=1}^{3} A_{k}^{m} \gamma_{k}^{l,m}(\theta_{0}) - \sum_{k=0}^{N} \sum_{m=4}^{6} A_{k}^{m} V_{k}^{l,m}(\theta_{0}), \quad (l = 1, 2, 3),$$

$$\sum_{k=0}^{N} \sum_{m=4}^{6} A_{k}^{m} F_{k}^{l,m}(\theta_{0}) + \sum_{k=0}^{N} A_{k}^{l} D_{k}^{l}(\theta_{0}) = \frac{1}{k_{0}^{2}} \frac{\partial H_{z}^{0} (\vec{X}_{l}(\theta_{0}))}{\partial n_{x}} - \frac{1}{k_{0}^{2}} \frac{h(k_{1}^{2} - k_{0}^{2})}{4j} \sum_{m=1}^{3} \alpha_{m} \sum_{k=0}^{N} C_{k}^{l,m}(\theta_{0}) A_{k}^{m} + \frac{1}{k_{0}^{2}} \left(\frac{\varepsilon_{0}}{\varepsilon_{1}} - 1\right) \sum_{k=0}^{N} \sum_{m=1}^{3} A_{k}^{m} \gamma_{k}^{l,m}(\theta_{0}), \quad (l = 4, 5, 6), \quad (2.190)$$

где верхние индексы l, m (l,m = 1,2,...,6) определяют номер контура точки наблюдения и точки интегрирования, соответственно. Коэффициенты D_k^l , $F_k^{l,m}$, $V_k^{l,m}$ представляют собой интегралы от известных функций по контурам зеркал. Например,

$$\begin{split} F_k^{l,l}(\theta_0) &= -\frac{a_l}{\sqrt{1 + \left(x_l(\theta_0)\right)^2 / f_l^2}} \int\limits_0^\pi \left(1 + x_l(\theta_0) x_l(\theta) / f_l^2\right) \cdot \\ &\cdot H_0^{(1)} \left(k_0 \middle| \vec{X}_l(\theta_0) - \vec{\xi}_m(\theta) \middle| \right) \zeta(\theta) \sin\theta \cos\left(k\theta\right) d\theta. \end{split}$$

Выбрав значения θ_0 (точек коллокации) на каждом из контуров интегрирования в системе (2.190) так, чтобы их количество превышало число неизвестных коэффициентов, получим переопределенные системы линейных уравнений для A_k^l , которые могут быть решены методом наименьших квадратов.

2.4.2.5. Проверка адекватности расчетного метода

В данном подразделе для проверки работоспособности предложенного метода и оценки точности был проведен расчет излучения токовой нити в присутствии диэлектрической пластины конечных размеров (данный случай имеет ясную физическую интерпретацию и широко освещен в литературе). Также проведен расчет излучения решетки токовых нитей под цилиндрическим круговым диэлектрическим обтекателем, опирающимся на идеально проводящий экран [76] (для данного случая существует точное решение с помощью разложения по собственным функциям).

Пусть источник цилиндрической волны (токовая нить), расположен в точке P с радиус-вектором $\vec{X}_p = (x_p, y_p)$ (рис. 2.79).

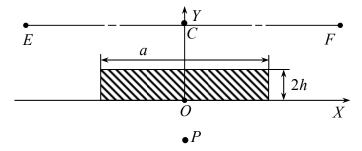


Рис. 2.79. Диэлектрическая пластина

Первичное поле при ЭТОМ имеет вид $G(\vec{X}, \vec{X}_p) = H_0^{(1)}(k_0|\vec{X} - \vec{X}_p|)/4j$. Далее, используя изложенную выше методику, рассчитаем полное поле на вынесенной апертуре EF. Приведем результаты некоторых расчетов для следующих параметров пластины: $a = 10\lambda_0$, относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_1 = 4$. На рис. 2.80 представлены зависимости отношения амплитуды полного поля к амплитуде волны, падающей на EF в отсутствии пластины, от координаты x для различных значений толщины пластины при расстоянии λ_0 до апертуры. Здесь сплошной жирной линией показана амплитуда поля для случая, когда толщина пластины равна $0.5\lambda_1$, пунктирная линия соответствует толщине $-0.8\lambda_1$, сплошная тонкая линия $-0.3\lambda_1$, (λ_1 – длина волны в диэлектрике).

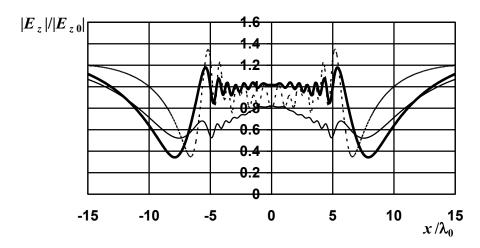


Рис. 2.80. Отношение амплитуды полного поля к амплитуде падающей волны на вынесенной апертуре EF, отстоящей от полосы на расстоянии λ_0 , (E-поляризация)

Анализ кривых на рис. 2.80 показывает, что в пределах проекции полосы на вынесенную апертуру поле имеет осциллирующий характер, обусловленный рассеянием первичной волны

на краях пластины. При этом по мере приближения к центру проекции амплитуда колебаний заметно уменьшается. Отметим тот факт, что сразу за пределами проекции пластины $\left(5 < \left|x\right|/\lambda < 13\right)$ наблюдается провал амплитуды поля.

Заметим, что в точке C вычисляемое отношение амплитуд, как и следовало ожидать, в случае полуволновой толщины пластины близко к 1. Для полос же с толщинами $0.3\lambda_1$ и $0.8\lambda_1$ это отношение в точке C приближенно равно 0.8.

В случае H-поляризации, источник первичного поля, представленный в виде магнитной нити, не имеет ясной физической интерпретации. Поэтому, при расчете модельной задачи "рассеяние H-поляризованной ЭМВ на диэлектрической пластине", в качестве источника первичного поля будем использовать плоскую волну единичной амплитуды, падающую на пластину вдоль оси OY. Первичное поле в таком случае можно записать как $H_z^0(\vec{X}) = exp(jk_0(\vec{R}_0 \cdot \vec{X}))$, $\vec{R}_0 = (0,1)$.

Рассчитаем полное поле на вынесенной апертуре EF для случая H-поляризации, в присутствии пластины с параметрами, указанными выше. На рисунке 2.81 представлены зависимости отношения амплитуды полного поля к амплитуде волны в отсутствии пластины от координаты x, рассчитанные на апертуре EF, отстоящей от пластины на расстояние λ_0 , для различных значений толщины пластины. Здесь сплошной жирной линией показана амплитуда поля для случая, когда толщина пластины равна $0.5\lambda_1$, пунктирная линия соответствует толщине $-0.8\lambda_1$, сплошная тонкая линия $-0.3\lambda_1$.

Анализ кривых на рис. 2.81 показывает, что, как и в случае E-поляризации, в пределах проекции полосы на вынесенную апертуру поле имеет осциллирующий характер, обусловленный рассеянием первичной волны на краях пластины. В точках проекций краев пластины на EF возникают провалы в графике амплитуды поля. За пределами проекции пластины возникают переколебания

амплитуды поля, которые по мере удаления от точек проекции краев заметно уменьшаются и амплитуда поля устанавливается на уровне близком к единице.

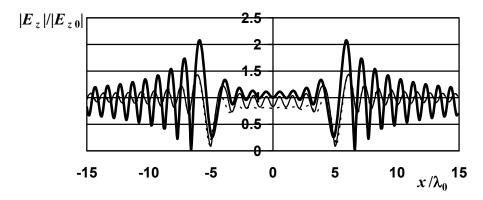


Рис. 2.81. Отношение амплитуды полного поля к амплитуде падающей волны на вынесенной апертуре EF, отстоящей от полосы на расстоянии λ_0 (H-поляризация)

В точке C вычисляемое отношение амплитуд, в случае полуволновой толщины пластины равно 1. Для полос же с толщинами $0.3\lambda_1$ и $0.8\lambda_1$ это отношение в точке C приближенно равно 0.8. Результаты, полученные для случаев E - и H -поляризации, хорошо согласуются C известным решением задачи о падении плоской электромагнитной волны на бесконечный диэлектрический лист [77].

При проведении расчетов оказалось, что в рассмотренном случае для решения задачи потребовалось 40 гармоник, а количество интервалов, на которых применялась пятиточечная формула Гаусса, было равно 10. При этом относительная погрешность вычисления поля не превышала 5%.

При расчете полей излучения антенной решетки под цилиндрическим обтекателем [76] внутренний и внешний радиусы цилиндра были выбраны равными $10,8\lambda_0$ и $11\lambda_0$, соответственно $(\lambda_0 - длина волны в свободном пространстве). Диэлектрическая$

проницаемость материала обтекателя $\epsilon_1 = 4$. Линейная решетка из 31 токовой нити с косинусным амплитудным и равномерным фазовым распределениями располагалась параллельно оси цилиндра на расстоянии четверти длины волны от экрана (шаг решетки $0.6\lambda_0$).

Диаграммы направленности антенной решетки, нормированные к максимуму диаграммы направленности антенной решетки без обтекателя, в случае E-поляризации представлены на рис. 2.82.

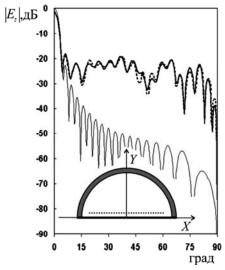


Рис. 2.82. Диаграммы направленности решетки токовых нитей под цилиндрическим круговым диэлектрическим обтекателем, закрытым проводящей плоскостью (*E*-поляризация)

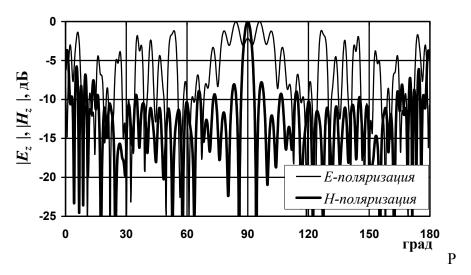
Сплошной жирной линией показана диаграмма направленности, рассчитанная с помощью предлагаемого метода; жирная прерывистая линия — точное решение, полученное для данного случая с помощью разложения по собственным функциям [14]. Угол отсчитывается от оси *Y*. Также приведена диаграмма направленности решетки в отсутствии обтекателя (тонкая сплошная линия). Как видим, решение, полученное с помощью предлагаемого метода, хорошо согласуется с точным решением.

2.4.2.6. Двумерное математическое моделирование характеристик рассеяния бортовых антенных систем с остроконечными обтекателями и их анализ

Рассмотрим двухзеркальную антенну, расположенную под обтекателем оживальной формы. Зеркала антенн представляли собой параболы, фокус большого зеркала S_{01} находился в точке, которая совпадала с фазовым центром зеркала S_{02} (см. рис. 2.77). Раскрывы зеркал были выбраны равными $8\lambda_0$ и $1,46\lambda_0$, фокусное расстояние зеркала $S_{01}-7\lambda_0$, фокусное расстояние зеркала $S_{02}-\lambda_0$. Радиус основания обтекателя равнялся $5,5\lambda_0$, высота $-30\lambda_0$, толщина стенки $-0,5\lambda_1$ (λ_0 — длина волны в свободном пространстве, λ_1 — длина волны в диэлектрике с ϵ_1 = 4). Вершина большого зеркала была расположена на расстоянии $3\lambda_0$ от экрана S_{03} .

На рис. 2.83 представлены нормированные диаграммы рассеяния системы из трех симметрично расположенных экранов и обтекателя при падении плоской волны вдоль оси обтекателя для обеих поляризаций волны облучения. Диаграммы рассеяния нормированы к своим максимумам ($E_{\rm z\,max}=0{,}0309~{\rm B/m}$, $H_{\rm z\,max}=0{,}0881~{\rm A/m}$). При этом диаграммы рассеяния в случае H-поляризации имеют ярко выраженный главный лепесток и меньший уровень боковых лепестков по сравнению со случаем E-поляризации.

На рис. 2.84. представлены нормированные диаграммы рассеяния (ДР) системы из трех экранов и обтекателя при падении плоской волны под углом 100° (10° к оси обтекателя) и повороте антенн S_{01} и S_{02} на угол в 110° (20° к оси обтекателя) для обеих поляризаций. ДР нормированы к своим максимумам ($E_{z\,\text{max}}=0{,}0693\,$ В/м , $H_{z\,\text{max}}=0{,}0814\,$ А/м). Максимум ДР в случае E-поляризации находится под углом $113{,}25^\circ$, а в случае H-поляризации под углом $111{,}25^\circ$.



ис. 2.83. Нормированные диаграммы рассеяния системы из трех экранов под обтекателем

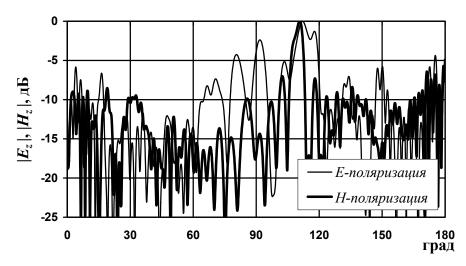


Рис. 2.84. Нормированные диаграммы рассеяния системы из трех экранов под обтекателем

На рис. 2.85 представлены рассчитанные распределения относительной амплитуды и фазы поля для систем "двухзеркальная антенна — экран" (рис. 2.85 а, б) и "двухзеркальная антенна — экран — обтекатель" (рис. 2.85 в, г) с вышеуказанными параметрами. В каче-

стве первичного источника поля была выбрана плоская электромагнитная волна, падающая вдоль оси обтекателя. На всех рисунках геометрические размеры указаны в длинах волн (λ_0 =0,03 м) [78, 79].

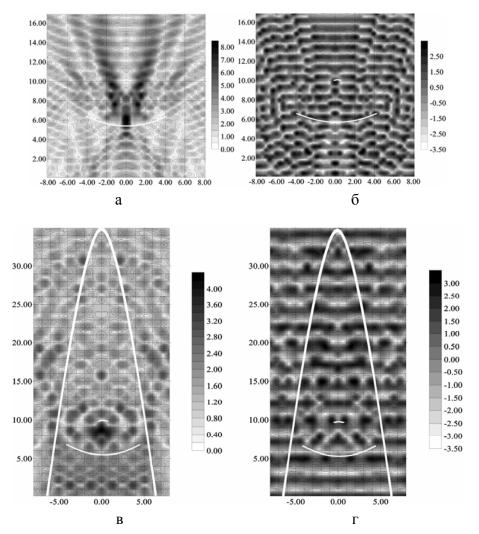


Рис. 2.85. Падение плоской электромагнитной волны вдоль оси обтекателя в случае *E* -поляризации. Амплитудное (а) и фазовое (б) распределения для системы "двухзеркальная антенна — экран", амплитудное (в) и фазовое (г) распределения для системы "двухзеркальная антенна — экран — обтекатель"

Как и следовало ожидать, фазовая картина поля перед большим зеркалом носит характер распространяющейся в обратном направлении плоской волны как при наличии, так и в отсутствие обтекателя. Амплитудная же картина поля в отсутствие обтекателя носит "двурогий" характер с определенной разреженностью поля сзади малого зеркала. При этом уровень поля в зоне разреженности в 7...8 раз ниже, чем в областях концентрации (в частности, непосредственно перед центром большого зеркала). В случае же наличия обтекателя зона концентрации энергии (в результате переотражений от стенок обтекателя) локализуется в области расположения зеркальной антенны (уровень поля в областях концентрации может ~ в 5 раз превышать уровень поля в зонах "разрежения"). Наличие же экрана в основании обтекателя приводит к появлению перед ним режима, близкого к режиму стоячей волны.

При падении плоской волны под углом к оси обтекателя (ось антенны повернута на тот же угол, т.е. облучение идет вдоль оси антенны) наличие экрана в основании антенной системы приводит к некоторому смещению всей картины (без обтекателя). При наличии же обтекателя, как это видно на рис. 2.86, зона концентрации энергии смещается в сторону стенки обтекателя. Это может снизить эффективность работы пеленгатора.

На рис. 2.87, 2.88 приведены результаты расчетов для случая H-поляризации падающей плоской волны. При осевом облучении области концентрации энергии и разрежения по сравнению со случаем E-поляризации как бы меняются местами. Теперь непосредственно сзади малого зеркала в случае отсутствия обтекателя возникает зона концентрации энергии, а при наличии обтекателя в области расположения антенны возникает разрежение.

При наклонном же падении (рис. 2.88) вся картина амплитудного распределения рассыпается, зоны концентрации "расползаются".

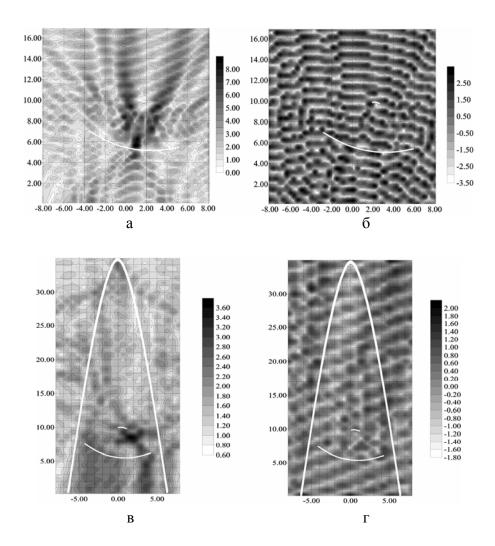


Рис. 2.86. Падение плоской электромагнитной волны под углом 10^0 к оси обтекателя в случае E-поляризации. Амплитудное (а) и фазовое (б) распределения для системы "двухзеркальная антенна – экран", амплитудное (в) и фазовое (г) распределения для системы "двухзеркальная антенна – экран – обтекатель"

Следует отметить, что наличие обтекателя как при E-, так и при H-поляризации существенным образом меняют фазовую структуру поля, в частности, в области апертуры антенны, что может заметно повлиять на ошибки пеленгации антенной системы.

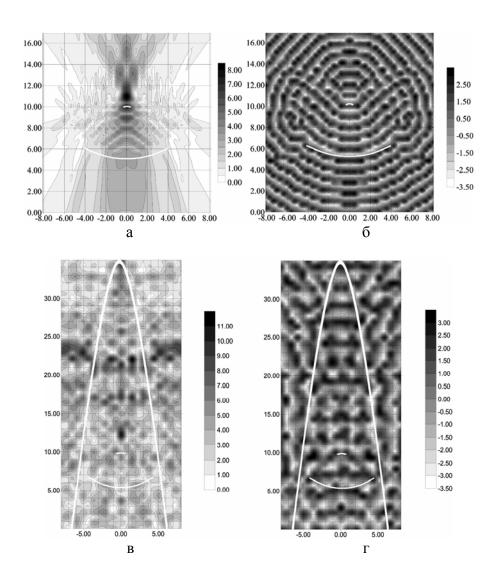


Рис. 2.87. Падение плоской электромагнитной волны вдоль оси обтекателя в случае H -поляризации. Амплитудное (а) и фазовое (б) распределения для системы "двухзеркальная антенна — экран", амплитудное (в) и фазовое (г) распределения для системы "двухзеркальная антенна — экран — обтекатель"

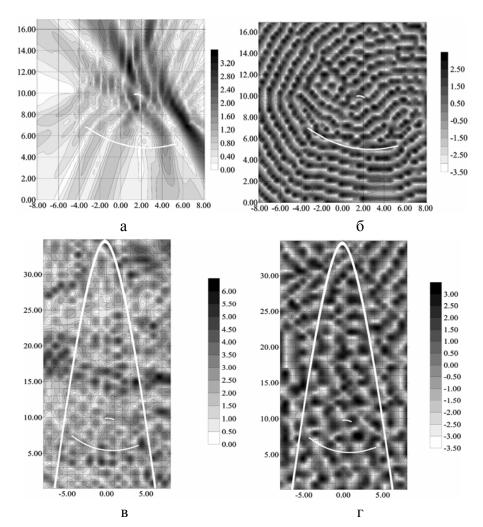


Рис. 2.88. Падение плоской электромагнитной волны под углом 10° к оси обтекателя в случае H -поляризации. Амплитудное (а) и фазовое (б) распределения для системы "двухзеркальная антенна – экран", амплитудное (в) и фазовое (г) распределения для системы "двухзеркальная антенна – экран – обтекатель"

2.4.3. Вторичное излучение трехмерной модели бортовой зеркальной антенны под коническим обтекателем

С целью получения приближенных инженерных формул для расчета обратного рассеяния радиолокационного оборудо-