

УДК 621.396

Я.О. Белевщук, В.О. Василюк, С.В. Нечитайло

Харківський університет Воздушних Сил ім. І. Кожедуба, Харків

**МЕТОД РАСЧЕТА ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ РЛС П-18**

Разработан метод расчета эффективной поверхности рассеяния конечного цилиндра с сечением резонансных размеров. Используется модель Макдональда, предполагающая наличие у тела одновременно идеально отражающих и идеально поглощающих свойств. Приводятся выражения, позволяющие рассчитывать поле в дальней зоне, рассеянное длинным идеально проводящим и идеально магнитным цилиндром. Проведены расчеты эффективной поверхности рассеяния модели антенны радиолокационной станции П-18. Показана принципиальная возможность существенного снижения эффективной поверхности рассеяния антенны РЛС П-18 за счет применения радиопоглощающих покрытий. Приводятся результаты ряда расчетов диаграммы эффективной поверхности рассеяния модели антенны РЛС П-18.

**Ключевые слова:** эффективная поверхность рассеяния, радиопоглощающий материал.

**Введение****Постановка проблемы и анализ литературы.**

Интенсивность вторичного излучения и характеристики рассеяния радиоволн зависят от свойств цели (размеров, конфигурации, физических свойств вещества) и параметров падающей волны. Основной характеристикой радиолокационных целей является их отражающая способность [1]. Отражающие свойства целей определяют эффективную поверхность рассеяния (ЭПР). Антенные системы, входящие в состав наземных образцов вооружения и военной техники, являются источниками вторичного излучения и вносят вклад в общую ЭПР наземного объекта. Примером таких антенн служит антенна РЛС П-18, представляющая собой антенную решетку [2]. В ряде работ [3 – 8], посвященных снижению ЭПР, предлагаются методы уменьшения вторичного излучения различных объектов. Однако вопросы по общему снижению ЭПР всей антенны изучены недостаточно. Одним из способов снижения вторичного излучения объекта является применение радиопоглощающих материалов (РПМ). Применяя РПМ для снижения вторичного излучения таких антенн, можно снизить заметность РЛС в целом. Для расчета ЭПР такой антенны, состоящей из элементов-цилиндров, необходим метод расчета, позволяющий находить поле, рассеянное отдельным таким элементом.

**Цель работы** – разработать метод расчета ЭПР конечного цилиндра с сечением резонансных размеров. Используя данный метод провести расчет ЭПР антенны РЛС П-18. Сравнить ЭПР идеально проводящей антенны РЛС П-18 и антенны, частично выполненной из идеально поглощающих элементов (в смысле модели Макдональда [9]).

**Основной материал**

Для оценки потенциальной возможности снижения ЭПР представим цилиндр в виде идеально поглощающего тела. Для этого воспользуемся моде-

лью Макдональда, предполагающей наличие у тела одновременно идеально отражающих и идеально поглощающих свойств [9].

Поле, рассеянное поглощающим телом, согласно модели Макдональда определим по формуле:

$$\bar{p}\bar{E}^{n, \text{pac}} = \frac{1}{2} \left[ \left( \bar{p}\bar{E}^{m, \text{pac}} \right) + \left( \bar{p}\bar{E}^{e, \text{pac}} \right) \right], \quad (1)$$

где  $\bar{p}$  – поляризация приемника,  $\bar{E}^{e, \text{pac}}$ ,  $\bar{E}^{m, \text{pac}}$  – поля, рассеянные идеально проводящим и идеально магнитным цилиндрами соответственно, которые будем находить по разработанному ниже методу.

**Рассеяние на идеально проводящем цилиндре**

Пусть на идеально проводящий цилиндр (стержень) радиуса  $a$  и длиной  $2b$  (рис. 1) падает плоская электромагнитная волна единичной амплитуды:

$$\begin{pmatrix} \bar{E}^0(\bar{X}) \\ \bar{H}^0(\bar{X}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{p}^0 \\ \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\bar{R}^0 \times \bar{p}^0) \end{pmatrix} e^{jk_0(\bar{R}^0 \cdot \bar{X})} = \begin{pmatrix} \bar{E}^0(x, y) \\ \bar{H}^0(x, y) \end{pmatrix} e^{jk_0 z \cos \theta_3}, \quad (2)$$

где  $\bar{X} = (x, y, z)$  – точка на поверхности цилиндра;

$\bar{p}^0$  – орт поляризации падающей волны;

$\bar{R}^0 = (\cos \theta_1, \cos \theta_2, \cos \theta_3)$  – волновой вектор (орт)

направления падающей волны;  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$  – волновое число в свободном пространстве;  $\sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$  – импеданс свободного пространства.

Зависимость от времени полагаем равной  $e(-j\omega t)$ .

Полное дифрагированное поле

$$\bar{E}(\bar{X}) = \bar{E}^0(\bar{X}) + \bar{E}^{\text{pac}}(\bar{X}),$$

$$\vec{H}(\vec{X}) = \vec{H}^0(\vec{X}) + \vec{H}^{\text{рас}}(\vec{X})$$

(где  $\vec{E}^{\text{рас}}(\vec{X})$  и  $\vec{H}^{\text{рас}}(\vec{X})$  – поле, рассеянное цилиндром), будем искать в виде [10]

$$\begin{pmatrix} \vec{E}(\vec{X}) \\ \vec{H}(\vec{X}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{E}^-(x, y) \\ \vec{H}^-(x, y) \end{pmatrix} e^{jk_0 z \cos \theta_3}. \quad (3)$$

Если ввести обозначения  $E_3(x, y) = u(x, y)$ ,  $H_3(x, y) = v(x, y)$  и перейти к цилиндрическим координатам, то искомое  $\vec{E}^-(x, y)$  и  $\vec{H}^-(x, y)$  поле может быть выражено следующими формулами:

$$E_r = \frac{-1}{jk_0 \sin^2 \theta_3} \left[ \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} + \cos \theta_3 \frac{\partial u}{\partial r} \right], \quad (4)$$

$$H_r = \frac{1}{jk_0 \sin^2 \theta_3} \left[ \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} - \cos \theta_3 \frac{\partial v}{\partial r} \right], \quad (5)$$

$$E_\phi = \frac{1}{jk_0 \sin^2 \theta_3} \left[ \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\cos \theta_3}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} \right], \quad (6)$$

$$H_\phi = \frac{-1}{jk_0 \sin^2 \theta_3} \left[ \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\cos \theta_3}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right], \quad (7)$$

$$E_3 = u(r, \phi), \quad (8)$$

$$H_3 = v(r, \phi). \quad (9)$$

Третьи компоненты первичного поля в (2) запишем, как

$$\begin{pmatrix} E_3^0(r, \phi) \\ H_3^0(r, \phi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u^0(r, \phi) \\ v^0(r, \phi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_3 \\ q_3 \end{pmatrix} e^{-jk'r \cos(\phi - \phi_0)} = \begin{pmatrix} p_3 \\ q_3 \end{pmatrix} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m (-j)^m J_m(k'r) \cos(m(\phi - \phi_0)), \quad (10)$$

где  $k' = k_0 \sin \theta_3$ ,  $\cos \phi_0 = \frac{-\cos \theta_1}{\sin \theta_3}$ ,  $\sin \phi_0 = \frac{-\cos \theta_2}{\sin \theta_3}$ ,

$\epsilon_m = \begin{cases} 1, & m = 0 \\ 2, & m \neq 0 \end{cases}$ ,  $J_m(k'r)$  – функция Бесселя 1-го рода.

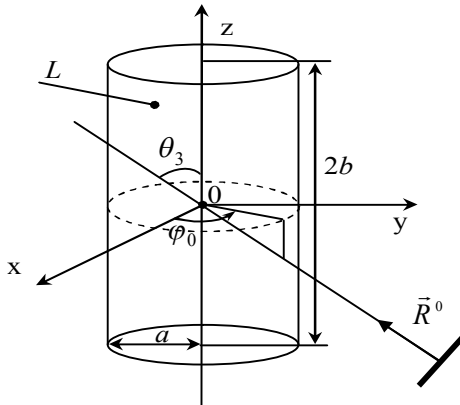


Рис. 1. Геометрия задачи

Потребуем выполнения граничных условий на боковой поверхности L идеально проводящего цилиндра:

$$u|_L = 0, \text{ т.е. } u(r, \phi) = u^0(r, \phi) + U(r, \phi)|_{r=a} = 0; \quad (11)$$

$$\frac{\partial v}{\partial n} \Big|_L = -\frac{\partial v}{\partial r} = \frac{-\partial(v^0(r, \phi) + V(r, \phi))}{\partial r} \Big|_{r=a} = 0. \quad (12)$$

Здесь через  $U(r, \phi)$ ,  $V(r, \phi)$  обозначены третьи компоненты рассеянного цилиндром поля при падении на него волны  $E^0(x, y)$ ,  $H^0(x, y)$  (2).

Рассеянное поле  $U(r, \phi)$  и  $V(r, \phi)$  будем искать в виде следующих разложений:

$$\begin{pmatrix} U(r, \phi) \\ V(r, \phi) \end{pmatrix} = \sum_{m=0}^{\infty} \begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix} H_m^{(1)}(k'r) \cos(m(\phi - \phi_0)), \quad (13)$$

где  $H_m^{(1)}(k'r)$  – функция Ганкеля.

Подставив (10), (13) в выражения (11), (12) и проведя несложные преобразования, получим

$$a_m = -\epsilon_m (-j)^m p_3 \frac{J_m(k'a)}{H_m^{(1)}(k'a)}; \quad (14)$$

$$b_m = -\epsilon_m (-j)^m q_3 \frac{J_m'(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)}.$$

С учетом (14) и составляющие поля  $u(r, \phi)$  и  $v(r, \phi)$  будут иметь вид:

$$u(r, \phi) = -p_3 \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m (-j)^m \left[ \frac{J_m(k'a)}{H_m^{(1)}(k'a)} H_m^{(1)}(k'r) - J_m(k'r) \right] \cos(m(\phi - \phi_0)); \quad (15)$$

$$v(r, \phi) = q_3 \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m (-j)^m \left[ J_m(k'r) - \frac{J_m'(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)}(k'r) \right] \cos(m(\phi - \phi_0)). \quad (16)$$

Подставив выражения (15), (16) в (7) получим

$$\begin{aligned} H_\phi = & \frac{-p_3}{j \sin \theta_3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m (-j)^m \left[ J_m'(k'r) - \frac{J_m(k'a)}{H_m^{(1)}(k'a)} H_m^{(1)'}(k'r) \right] \cos[m(\phi - \phi_0)] + \\ & + \frac{q_3 \cos \theta_3}{jk_0 a \sin^2 \theta_3} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m (-j)^m m \left[ J_m(k'r) - \frac{J_m'(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)}(k'r) \right] \sin[m(\phi - \phi_0)]. \end{aligned} \quad (17)$$

В качестве основной расчетной формулы для нахождения рассеянного цилиндром поля в точке  $\vec{x}_0$ , не принадлежащей цилиндру, будем использовать интегральное представление поля, рассеянного идеально проводящим рассеивателем S :

$$j\omega\vec{p}\vec{E}^{\text{pac}}(\vec{x}_0) = \int_S \vec{H}^\perp(\vec{X}) \vec{E}_0^{\text{et}}(\vec{X}/\vec{x}_0, \vec{p}) ds, \quad (18)$$

где  $\vec{E}_0^{\text{et}}(\vec{X}/\vec{x}_0, \vec{p})$  – поле вспомогательного точечного электрического диполя с вектором моментом  $\vec{p}$ , расположенного в точке  $\vec{x}_0$ ,  $\vec{H}^\perp(\vec{X}) = \vec{n} \times \vec{H}(\vec{X})$ ,  $\vec{n}$  – внутренняя по отношению к S нормаль.

В нашем случае, учитывая тот факт, что радиус цилиндра мал по сравнению с длиной волны, и основной вклад в рассеянное цилиндром поле будет вносить его боковая поверхность, будем полагать, что  $S \approx L$ .

В случае, когда расстояние до точки наблюдения  $r \rightarrow \infty$ , т.е. точка наблюдения  $\vec{x}_0$  находится в дальней зоне, вспомогательное поле  $\vec{E}_0^{\text{et}}(\vec{X}/\vec{x}_0, \vec{p})$  можно записать следующим образом:

$$\vec{E}_0^{\text{et}}(\vec{X}/\vec{x}_0, \vec{p}) \underset{r \rightarrow \infty}{\cong} \Omega(k_0 r) \vec{E}_0^{\text{et}}(\vec{X}/\vec{r}^0, \vec{p}), \quad (19)$$

где  $\Omega(k_0 r) = \frac{e^{jk_0 r}}{4\pi k_0 r}$ ;  $\vec{p}^T = \vec{p} - \vec{r}^0(\vec{r}^0 \cdot \vec{p})$ ;  $r = |\vec{x}_0|$ ;

$$\vec{E}_0^{\text{et}}(\vec{X}/\vec{r}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \vec{p}^T e^{-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{X})};$$

$$\vec{r}^0 = \frac{\vec{x}_0}{r} = (\alpha, \beta, \gamma).$$

С учетом (19) выражение (18) можно переписать в следующем виде:

$$\vec{p}\vec{E}^{\text{pac}}(\vec{r}_0) \approx -jk_0^2 \Omega(k_0 r) \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \int_L e^{-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{X})} \times \\ \times (\vec{p}^T \cdot \vec{H}^\perp(\vec{X})) ds. \quad (20)$$

Учитывая (3)  $\vec{H}^\perp(\vec{X})$  на поверхности L будет иметь вид

$$\vec{H}^\perp(\vec{X}) = \vec{n} \times \vec{H} \Big|_{r=a} = e^{jk_0 z \cos \theta_3} (\vec{e}_\phi v - \vec{e}_z H_\phi) \Big|_{r=a}. \quad (21)$$

Подставив (16) и (17) в (21) получим

$$\vec{H}^\perp(\vec{X}) = e^{jk_0 z \cos \theta_3} (\vec{e}_\phi f_1(\phi, \phi_0) - \vec{e}_z f_2(\phi, \phi_0)), \quad (22)$$

где  $f_1(\phi, \phi_0) = v \Big|_{r=a} = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{A}_m \cos[m(\phi - \phi_0)]$ ; (23)

$$f_2(\phi, \phi_0) = H_\phi \Big|_{r=a} = \sum_{m=0}^{\infty} (\tilde{B}_m \cos[m(\phi - \phi_0)] + \\ + \tilde{C}_m \sin[m(\phi - \phi_0)]); \quad (24)$$

$$\tilde{A}_m = q_3 \varepsilon_m (-j)^m \times \\ \times \left[ J_m(k'a) - \frac{J_m'(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)}(k'a) \right]; \\ \tilde{B}_m = \frac{-P_3}{j \sin \theta_3} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \varepsilon_m (-j)^m \times \\ \times \left[ J_m'(k'a) - \frac{J_m(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)}(k'a) \right]; \\ \tilde{C}_m = \frac{q_3 \cos \theta_3}{jk_0 a \sin^2 \theta_3} \varepsilon_m (-j)^m m \times \\ \times \left[ J_m(k'a) - \frac{J_m'(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)}(k'a) \right];$$

С учетом (21-24) интеграл по поверхности цилиндра в (20) (обозначим его I) приобретает вид:

$$I = a I_z I_\phi, \quad (25)$$

где  $a$  – радиус цилиндра,

$$I_z = \int_{-b}^b e^{jk_0 z (\cos \theta_3 - \gamma)} dz = 2 \frac{\sin[k_0 b (\cos \theta_3 - \gamma)]}{k_0 (\cos \theta_3 - \gamma)}; \quad (26)$$

$$I_\phi = \int_0^{2\pi} e^{-jk_0 a (\alpha \cos \phi + \beta \sin \phi)} \left[ (\vec{p}^T \cdot \vec{e}_\phi) f_1(\phi, \phi_0) - \right. \\ \left. - (\vec{p}^T \cdot \vec{e}_z) f_2(\phi, \phi_0) \right] d\phi. \quad (27)$$

Таким образом, нами получены выражения, позволяющие рассчитывать поле в дальней зоне, рассеянное длинным идеально проводящим цилиндром.

#### Рассеяние на идеально магнитном цилиндре.

Выражения (4) – (9) справедливы и для идеально магнитного цилиндра с заменой  $u$  на  $\tilde{u}$ , где  $\tilde{u}$  – третья компонента полного поля, дифрагировавшего на идеально магнитном цилиндре.

Рассеянное цилиндром поле  $\tilde{U}(r, \phi)$  и  $\tilde{V}(r, \phi)$  будем искать по аналогии с (13), производя замены  $a_m \rightarrow \tilde{a}_m$ ,  $b_m \rightarrow \tilde{b}_m$ :

$$\begin{pmatrix} \tilde{U}(r, \phi) \\ \tilde{V}(r, \phi) \end{pmatrix} = \sum_{m=0}^{\infty} \begin{pmatrix} \tilde{a}_m \\ \tilde{b}_m \end{pmatrix} H_m^{(1)}(kr) \cos(m(\phi - \phi_0)). \quad (28)$$

Потребовав выполнения граничных условий на боковой поверхности L идеально магнитного цилиндра

$$H_\phi = H_z \Big|_{r=a} = 0, \quad \tilde{v} \Big|_{r=a} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{u}}{\partial r} \Big|_{r=a} = 0 \quad (29)$$

и проведя математические преобразования по аналогии с выкладками для идеально проводящего цилиндра, получим коэффициенты  $\tilde{a}_m, \tilde{b}_m$ :

$$\begin{aligned}\tilde{a}_m &= -\varepsilon_m (-j)^m p_3 \frac{J'_m(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)}; \\ \tilde{b}_m &= -\varepsilon_m (-j)^m q_3 \frac{J_m(k'a)}{H_m^{(1)}(k'a)}.\end{aligned}\quad (30)$$

Далее, найдя соответствующие производные от  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{v}$  и подставив полученные выражения в (6) найдем касательные составляющие электрического поля на боковой поверхности цилиндра:

$$\begin{aligned}\tilde{E}_\phi|_{r=a} &= \frac{1}{j \sin \theta_3} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} q_3 \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m (-j)^m \left[ J'_m(k'a) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{J_m(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)'}(k'a) \right] \cos m(\phi - \phi_0) + \\ &\quad + \frac{\cos \theta_3}{jk_0 a \sin^2 \theta_3} p_3 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} m \varepsilon_m (-j)^m \times \\ &\quad \times \left[ J_m(k'a) - \frac{J'_m(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)}(k'a) \right] \times \\ &\quad \times \sin(m(\phi - \phi_0)) = \tilde{f}_2(\phi, \phi_0); \end{aligned}\quad (31)$$

$$\begin{aligned}\tilde{u}|_{r=a} &= p_3 \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m (-j)^m \left[ J_m(k'a) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{J'_m(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)}(k'a) \right] \cos(m(\phi - \phi_0)) = \tilde{f}_1(\phi, \phi_0),\end{aligned}\quad (32)$$

где

$$\begin{aligned}\tilde{f}_1(\phi, \phi_0) &= p_3 \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos m(\phi - \phi_0), \quad (33) \\ \tilde{f}_2(\phi, \phi_0) &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{q_3}{j \sin \theta_3} \sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos m(\phi - \phi_0) + \\ &\quad + \frac{p_3 \cos \theta_3}{jk_0 a \sin^2 \theta_3} \sum_{m=0}^{\infty} C_m \sin m(\phi - \phi_0); \end{aligned}\quad (34)$$

$$A_m = \varepsilon_m (-j)^m \left[ J_m(k'a) - \frac{J'_m(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)}(k'a) \right];$$

$$B_m = \varepsilon_m (-j)^m \left[ J'_m(k'a) - \frac{J_m(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)'}(k'a) \right];$$

$$C_m = \varepsilon_m (-j)^m m \left[ J_m(k'a) - \frac{J'_m(k'a)}{H_m^{(1)'}(k'a)} H_m^{(1)}(k'a) \right].$$

В качестве основной расчетной формулы для нахождения рассеянного идеально магнитным цилиндром поля в точке  $\vec{x}_0$ , не принадлежащей цилиндру, будем использовать следующее интегральное представление:

$$j\omega \vec{p} \tilde{E}^{m, \text{pac}} = \int_S \tilde{E}^\perp(x) \cdot \mathbf{H}_0^{-eT}(x|x_0, \vec{p}) dS, \quad (35)$$

в котором вспомогательное поле электрического диполя  $\mathbf{H}_0^{-e}(x|x_0, \vec{p})$  в дальней зоне имеет вид:

$$\mathbf{H}_0^{-e}(x|x_0, \vec{p})_{r \rightarrow \infty} \approx \Omega(k_0 r) \mathbf{H}_0^{-e}(x|\vec{r}^0, \vec{p}), \quad (36)$$

где

$$\Omega(k_0 r) = \frac{e^{jk_0 r}}{4\pi k_0 r}; \quad \mathbf{H}_0^{-e}(x|\vec{r}^0, \vec{p}) = -k_0^2 \omega \vec{p}^\perp e^{-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})};$$

$\vec{p}^\perp = (\vec{r}^0 \times \vec{p})$ ;  $r = |\vec{x}^0|$ ;  $\vec{r}^0 = (\alpha, \beta, \gamma) = \frac{\vec{x}^0}{r}$  – орг направления на точку наблюдения.

С учетом (36) выражение (35) можно переписать в следующем виде:

$$\vec{p} \tilde{E}^{m, \text{pac}} = jk_0^2 \Omega(k_0 r) \cdot \tilde{I}, \quad (37)$$

где  $\tilde{I} = \int_S e^{-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})} (\vec{p}^\perp \cdot \tilde{E}^\perp(x)) dS$ .

Составляющая электрического поля  $\tilde{E}^\perp$  на боковой поверхности цилиндра примет вид:

$$\begin{aligned}\tilde{E}^\perp &= \vec{n} \times \tilde{E}|_{r=a} = \\ &= e^{jk_0 z \cos \theta_3} \left[ \tilde{e}_\phi \tilde{f}_1(\phi, \phi_0) - \tilde{e}_z \tilde{f}_2(\phi, \phi_0) \right].\end{aligned}\quad (38)$$

С учетом (38) интеграл  $\tilde{I}$  в цилиндрических координатах ( $\vec{x} = (x, y, z) = (r \cos \phi, r \sin \phi, z)$ ) в (37) приобретает вид:

$$\tilde{I} = \int_S e^{-jk_0(\vec{r}^0 \cdot \vec{x})} (\vec{p}^\perp \cdot \tilde{E}^\perp(x)) dS = a I_z \cdot \tilde{I}_\phi \quad (39)$$

где

$$\begin{aligned}\tilde{I}_\phi &= \int_0^{2\pi} e^{-jk_0 a (\alpha \cos \phi + \beta \sin \phi)} \times \\ &\times \left[ (\vec{p}^\perp \cdot \tilde{e}_\phi) \cdot \tilde{f}_1(\phi, \phi_0) - (\vec{p}^\perp \cdot \tilde{e}_z) \cdot \tilde{f}_2(\phi, \phi_0) \right] d\phi.\end{aligned}\quad (40)$$

Таким образом, нами получены выражения, позволяющие рассчитывать поле в дальней зоне, рассеянное длинным идеально магнитным цилиндром.

Найдя поля  $\tilde{E}^{e, \text{pac}}$ ,  $\tilde{E}^{m, \text{pac}}$  мы можем рассчитать поле, рассеянное идеально поглощающим телом (согласно модели Макдональда), по формуле (1).

**Результаты расчетов и их анализ.** Для расчета ЭПР цилиндра воспользуемся общей формулой для вычисления ЭПР любого объекта:

$$\sigma = 4\pi R^2 \left| \tilde{E}^{\text{pac}} \right|^2 / \left| \tilde{E}^{\text{пад}} \right|^2, \quad (41)$$

где  $R$  – расстояние до объекта;  $\tilde{E}^{\text{pac}}$  – поле, рассеянное объектом;  $\tilde{E}^{\text{пад}}$  – падающее на объект поле.

На рис. 2 приведены результаты расчетов ЭПР цилиндра длиной 1 м и радиусом 0,006 м. Тонкая линия соответствует ЭПР идеально проводящего цилиндра,

жирная – ЭПР цилиндра, покрытого идеальным поглотителем по модели Макдональда. Максимальные значения ЭПР цилиндра соответствуют азимутальным направлениям зондирования в окрестности 90° (направление, ортогональное образующей цилиндра). Минимальные значения ЭПР цилиндра соответствуют азимутальным направлениям зондирования в окрестности 180° (направление, ортогональное основанию цилиндра). Применение идеального поглотителя ведет к снижению ЭПР директора в среднем в 20 раз.

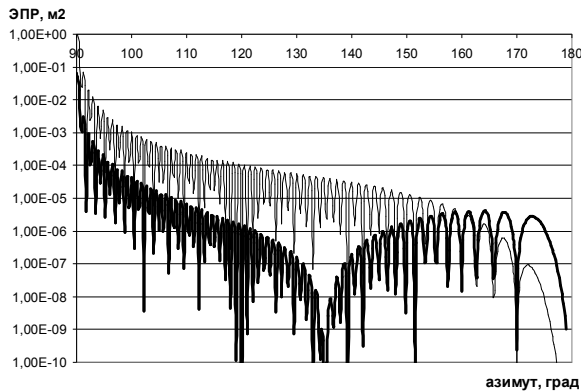


Рис. 2. Диаграмма обратного вторичного излучения (ЭПР) цилиндра

На рис. 3 представлена антенна РЛС П-18, которая состоит из шестнадцати волновых каналов-стрел, расположенных в два этажа. Габаритные размеры антенны в горизонтальной плоскости (по траверсе) 15,4 м; в вертикальной плоскости (по подкосам) 2,45 м [2].

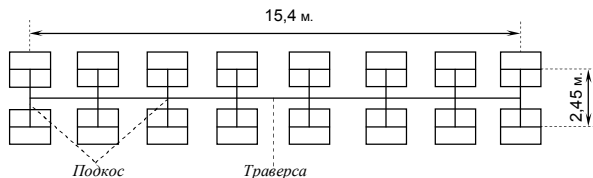


Рис. 3. Антенна РЛС П-18

На рис. 4 представлена антенна типа «волновой канал». Она представляет собой стрелу, на которой размещается группа параллельных вибраторов: рефлектор, активный излучатель и четыре директора. Рефлектор обеспечивает излучение энергии активным излучателем в направлении директоров [2].

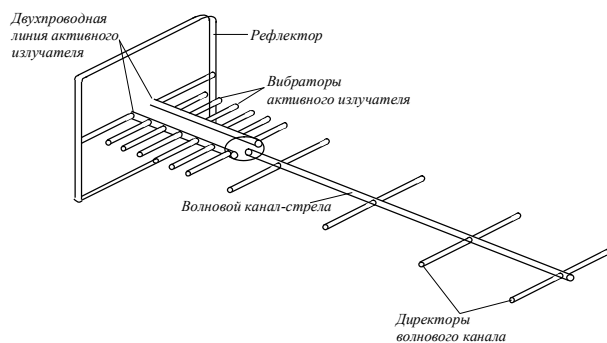


Рис. 4. Элемент антенной решетки РЛС П-18

Для получения ЭПР антенны РЛС П-18 проводилось суммирование полей всех элементов волновых каналов (рис. 3), представляющих собой цилиндры.

Расстояние между цилиндрами много больше их диаметров, поэтому в первом приближении взаимодействие между цилиндрами не учитывалось. Расчеты проводились при угле места зондирования 0° во всем азимутальном диапазоне углов без учета влияния подстилающей поверхности, длина зондирующей волны составляла 3 см.

На рис. 5 приведены результаты расчетов усредненной ЭПР антенной решетки РЛС П-18. Усреднение проводилось в 10-градусных азимутальных секторах. Столбцами серого цвета показана ЭПР идеально проводящей антенны, белые столбцы соответствуют ЭПР антенны, в которой траверса и подкосы (т.е. неизлучающие элементы конструкции антенны) обладают идеально поглощающими свойствами в смысле модели Макдональда.

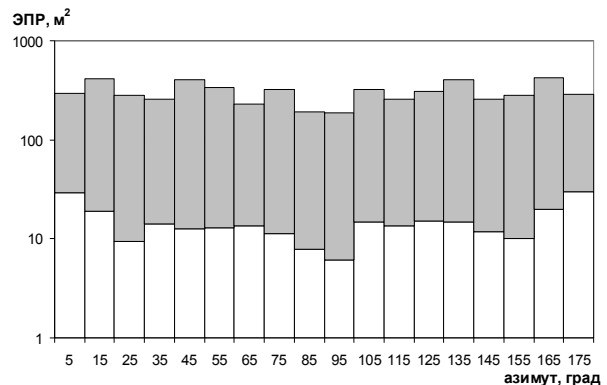


Рис. 5. ЭПР антенной решетки РЛС П-18, усредненная в 100 азимутальных секторах

Анализ данной гистограммы показывает, что значения ЭПР имеют квазислучайный характер в зависимости от азимутального угла наблюдения. Такой характер поведения ЭПР можно объяснить конструкцией антенны типа «волновой канал» (рис.3).

Расположение отдельных ее составляющих частей, являющихся цилиндрами, таково, что на разных направлениях происходит сложение полей с квазислучайными фазами различно ориентированных цилиндров.

Применяя модельный поглотитель, ЭПР антенной решетки РЛС П-18 снижается от 8 до 30 раз в зависимости от ракурса зондирования. Это дает возможность утверждать, что, применяя реальный поглотитель, можно добиться существенного снижения ЭПР всей РЛС.

## Выводы

1. Предложен метод расчета ЭПР тонкого идеально проводящего и идеально поглощающего цилиндра с произвольными размерами.

2. Проведены расчеты ЭПР цилиндра, выполненного идеально проводящим и идеально погло-

щаючим по моделі Макдональда, а також розрахована ЕПР ідеально провідячої і ідеально поглинаючої антенної решітки РЛС П-18.

3. На прикладі математичної моделі «чорного тіла», запропонованої Макдональдом, оцінені потенціальні можливості РПМ, який можна наносити на елементи антенної решітки типу РЛС П-18. Застосування РПМ дасть можливість знизити вторичне випромінювання таких РЛС.

### Список литературы

1. Чердынцев В. А. Радиотехнические системы: Учебник для ВУЗов. – Минск: Высшая школа, 1988. – 369 с.
2. Подвижная радиолокационная станция П-18. – М.: Воениздат, 1978. – 320 с.
3. Лагарьков А.Н., Погосян М.А. Фундаментальные и прикладные проблемы стелс-технологий // Вестник Российской академии наук. – 2003. – Т. 73, №9. – С. 779-787.
4. Василец В.А. Методика расчета ЭПР идеально проводящего наземного объекта // Збірник наукових праць. – Х.: ХВУ, 2001. – Вип. 7(37). – С. 90-92.
5. Сухаревский О.И., Василец В.А., Сазонов А.З., Ткачук К.И. Метод расчета ЭПР наземного объекта с неидеально отражающей поверхностью // Межведомственный тематич. научн. сб. "Рассеяние электромагнитных волн". – Таганрог: ТГРУ, 2003. – Вып. 12. – С. 9-15.

6. Сухаревский О.И., Василец В.А., Ткачук К.И., Горельишев С.А. Снижение радиолокационной заметности воздушных и наземных объектов // Збірник наукових праць. – Х.: ХВУ. – 2004. – Вип. 1(48). – С. 63-67.

7. Nechitaylo S.V., Sazonov A.Z., Sukharevsky O.I. Calculation of electromagnetic field in near field zone of reflector antenna with edge radar absorbing coating // Proc. 2002 International Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. – Kiev (Ukraine). – 2002. – P. 437-439.

8. Сухаревский О.И., Василец В.А., Нечитайло С.В., Орехов С.В. Расчет дальнего бокового и заднего излучения зеркальных антенн с радиопоглощающим покрытием кромок // Радиофизика и радиоастрономия. – 2002. – Т. 7, № 2. – С. 145-150.

9. Захарьев Л.Н., Леманский А.А. Рассеяние волн «черными» телами. – М.: Изд-во «Советское радио», 1972. – 288 с.

10. Уфимцев П.Я. Теория дифракционных краевых волн в электродинамике. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2007. – 366 с.

Поступила в редколлегию 28.02.2008

**Рецензент:** д-р техн. наук, ст. научн. сотрудн. С.П. Лещенко, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.

### МЕТОД РОЗРАХУНКУ ВТОРИННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ АНТЕНИ РЛС П-18

Я.О. Белєвщук, В.О. Василець, С.В. Нечитайло

Розроблений метод розрахунку ефективної поверхні розсіяння кінцевого циліндра з перетином резонансних розмірів. Використовується модель Макдональда, що припускає наявність у тіла тих, що одночасно ідеально відображають і ідеально поглинають властивостей. Приводяться вирази, що дозволяють розраховувати поле в дальній зоні, розсіяне довгим ідеально провідним і ідеально магнітним циліндром. Проведені розрахунки ефективної поверхні розсіяння моделі антени станції радіолокації П-18. Показана принципова можливість істотного зниження ефективної поверхні розсіяння антени РЛС П-18 за рахунок застосування радіопоглинаючих покриттів. Наводяться результати ряду розрахунків діаграми ефективної поверхні розсіяння моделі антени РЛС П-18.

**Ключові слова:** ефективна поверхня розсіяння, радіопоглинаючий матеріал.

### METHOD OF CALCULATION OF THE SECOND RADIATION OF AERIAL RLS P-18

Ya.A. Belevschuk, V.A. Vasilets, S.V. Nechitaylo

The method of calculation is developed effective surface dispersions of eventual cylinder with the section of resonance sizes. The model of Makdonal'da, supposing a presence at the body of simultaneously ideally reflecting and ideally taking in properties, is utilized. Expressions over, allowing to expect the field in a distant area, dissipated long ideally conducting and ideally magnetic a cylinder, are brought. The calculations of effective surface of dispersion of model of aerial of the radio-location station of P-18 are conducted. Of principle possibility of substantial decline of effective surface of dispersion of aerial of RLS P-18 is shown due to application radio absorbent coverages. Results over of row of calculations of diagram of effective surface of dispersion of model of aerial are brought RLS P-18.

**Keywords:** effective surface of dispersion, radio absorbent material.