Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 87—95 (1978)

РАВНОМЕРНАЯ КОРОТКОВОЛНОВАЯ АСИМПТОТИКА ПОЛЯ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

Э. Д. ГАЗАЗЯН, М. И. ИВАНЯН, Б. Е. КИНБЕР

С помощью приближения геометрической теории дифракции, приближения Кирхгофа и фокального разложения по функциям Бесселя сконструирована равномерная асимптотика для поля параболической антенны, содержащая вклад от неравномерной части тока.

Введение

Работа посвящена построению равномерной асимптотики поля, уточняющей выражения, полученные в приближении Кирхгофа для параболической антенны, облучаемой электрическим диполем, момент которого перпендикулярен оси зеркала. Равномерность полученного асимптотического разложения при этом достигается учетом поля, индуцируемого неравномерной частью тока, обычно не рассматриваемого в приближении теории дифракции Кирхгофа (ПК) [1, 2]. В приближении физической теории дифракции [3] поле от неравномерной части тока представляет собой разность асимптотики поля (создаваемого как равномерной, так и неравномерной частями тока) точного решения задачи рассеяния плоской волны на полуплоскости и асимптотики того же поля (создаваемого только равномерной частью тока) в приближении Кирхгофа.

В частном случае параболической антенны имеется сравнительно простая возможность непосредственного расчета вклада от неравномерной части тока. Асимптотическим значением поля антенны, создаваемого полным током, является в данном случае краевое поле в приближении геометрической теории дифракции (ГТД), а поле, излучаемое равномерной частью тока, описывается в рамках обычной теории дифракции Кирхгофа [1]. На границах света и тени первичного (поле облучателя) и отраженного полей ПК дает качественно верное описание поля, а в асимптотиках приближения Кирхгофа и ГТД, имеющих лучевой характер, расходимости в указанных направлениях имеют одинаковый порядок.

В выражениях для краевых полей ГТД и асимптотики ПК имеется расходимость также на оси зеркала, обусловленная фокусировкой лучей на ней. Природа этой расходимости исследовалась ранее в работе [4], где указывалось, что в этом случае расходящиеся выражения могут быть перенормированы асимптотической сшивкой с фокальным разложением [5].

1. Геометрическая теория дифракции и асимптотика приближения Кирхгофа при расчете полей параболической антенны

В рамках геометрической теории дифракции, развитой Келлером [6], поля, обусловленные рассеянием на кромках, связываются с первичным (падающим) полем посредством дифракционной матрицы, получаемой из асимптотики точного решения задачи Зоммерфельда (рассеяние плоской волны на полуплоскости). Ввиду локальности процесса дифракции в приближении ГТД поле, рассеянное в данной точке кромки, принимается таким же, как на полуплоскости, касательной к поверхности в этой точке. В случае осесимметричной антенны в каждую точку пространства (за исключением оси системы) будут направлены два дифракционных луча, исходящих из двух диаметрально-противоположных точек кромки зеркала, находящихся в плоскости, образованной осью зеркала и точкой наблюдения [4].

Асимптотика ПК также имеет лучевую структуру, а именно, оказывается, что при $ka\sin\theta \gg 1$ также, как и в приближении ГТД, в каждую точку пространства приходят два луча, как бы исходящих из двух «светящихся» точек, расположенных в двух диаметрально-противоположных точках кромки зеркала. Асимптотика ПК строится с помощью подстановки в интегралы [1] вместо функций Бесселя их асимптотик, справедливых для больших аргументов. Последовательное их интегрирование по частям дает разложение выражений ПК по обратным степеням $ka\sin\theta$. Для наших целей достаточно ограничиться нулевым членом этого разложения.

Таким образом из-за сходной лучевой структуры асимптотик ПК и ГТД для полей осесимметрической параболической антенны можно записать одинаковые по форме асимптотические выражения

$$E_\theta = \frac{e^{i\alpha(\psi_м)}}{\sqrt{2\pi ka\sin\theta}}\left\{G^н e^{i\left(ka\sin\theta-\frac{\pi}{4}\right)} + G^в e^{-i\left(ka\sin\theta-\frac{\pi}{4}\right)}\right\}\frac{e^{ikR}}{R}\cos\varphi,$$

$$E_\varphi = \frac{e^{i\alpha(\psi_м)}}{\sqrt{2\pi ka\sin\theta}}\left\{g^н e^{i\left(ka\sin\theta-\frac{\pi}{4}\right)} + g^в e^{-i\left(ka\sin\theta-\frac{\pi}{4}\right)}\right\}\frac{e^{ikR}}{R}\sin\varphi. \quad (1)$$

Амплитуды $G^{н,в}$ и $g^{н,в}$ в случае облучения электрическим диполем, момент которого перпендикулярен оси параболы, имеют вид

$$G^{н,в} = L^{н,в} = \left(\frac{1}{\cos\frac{\psi_м \mp \theta}{2}} \pm \frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}}\right)\frac{\cos\psi_м \sin\psi_м}{2},$$

$$g^{н,в} = S^{н,в} = -\left(\frac{1}{\cos\frac{\psi_м \mp \theta}{2}} \mp \frac{1}{\sin\frac{\theta}{2}}\right)\frac{\sin\psi_м}{2} \quad (2)$$

для краевого поля в приближении ГТД, и

$$G^{н,в} = l^{н,в} = \mp\frac{\cos\left(\frac{\psi_м}{2} \mp \theta\right)\cos\psi_м \sin\psi_м}{2\cos\frac{\psi_м \mp \theta}{2}\sin\frac{\theta}{2}},$$

$$g^{\text{н, в}} = s^{\text{н, в}} = \pm \frac{\cos\frac{\psi_{\text{м}}}{2}\sin\psi_{\text{м}}}{2\cos\frac{\psi_{\text{м}}\mp\theta}{2}\sin\frac{\theta}{2}}$$

для асимптотики ПК;

$$a(\psi) = k\rho(\psi)(1+\cos\psi\cos\theta),\ \rho(\psi) = \frac{p}{1+\cos\psi},$$

p — фокальный параметр параболы, $2\psi_{\text{м}}$ — угол, под которым виден диаметр раскрыва из фокуса параболы. Индексы «н» и «в» соответствуют лучам, исходящим от нижней и верхней кромок зеркала. Начало системы координат, используемой нами, совпадает с фокусом параболы, θ и φ — соответственно полярный (отсчитываемый от оси z, совпадающей с осью параболы) и азимутальный (отсчитываемый от оси x, совпадающей с направлением дипольного момента) углы.

Как видно из (2), амплитуды $G^{\text{н, в}}$ и $g^{\text{н, в}}$ в обоих случаях расходятся при $\theta = 0$ и $\mp\theta = \pi - \psi_{\text{м}}$, что обуславливает расходимость полей (1) в этих направлениях (границы света и тени падающего и отраженного полей).

Теперь можно получить выражение для поля, индуцированного неравномерной частью тока, если из поля, обусловленного полным током (приближение ГТД), вычесть поле, обусловленное равномерной частью тока (асимптотика ПК):

$$\Delta E_\theta = \frac{e^{ia(\psi_{\text{м}})}}{\sqrt{2\pi ka\sin\theta}}\left\{\alpha^{\text{н}} e^{i\left(ka\sin\theta-\frac{\pi}{4}\right)} + \alpha^{\text{в}} e^{-i\left(ka\sin\theta-\frac{\pi}{4}\right)}\right\}\frac{e^{ikR}}{R}\cos\varphi,$$

$$\Delta E_\varphi = \frac{e^{ia(\psi_{\text{м}})}}{\sqrt{2\pi ka\sin\theta}}\left\{\beta^{\text{н}} e^{i\left(ka\sin\theta-\frac{\pi}{4}\right)} + \beta^{\text{в}} e^{-i\left(ka\sin\theta-\frac{\pi}{4}\right)}\right\}\frac{e^{ikR}}{R}\sin\varphi, \tag{3}$$

$$\alpha^{\text{н, в}} = L^{\text{н, в}} - l^{\text{н, в}} = -\frac{\sin\frac{\theta}{2} \pm \left(\cos\frac{\psi_{\text{м}}\mp\theta}{2}\right) - \cos\left(\frac{\psi_{\text{м}}}{2}\mp\theta\right)}{2\cos\frac{\psi_{\text{м}}\mp\theta}{2}\sin\frac{\theta}{2}}\cos\psi_{\text{м}}\sin\psi_{\text{м}},$$

$$\beta^{\text{н, в}} = S^{\text{н, в}} - s^{\text{н, в}} = -\frac{\sin\frac{\theta}{2} \mp \left(\cos\frac{\psi_{\text{м}}\mp\theta}{2} - \cos\frac{\psi_{\text{м}}}{2}\right)}{2\cos\frac{\psi_{\text{м}}\mp\theta}{2}\sin\frac{\theta}{2}}\sin\psi_{\text{м}}. \tag{4}$$

Выражения для ΔE_θ и ΔE_φ, имеющие также лучевую структуру, оказываются конечными везде, кроме $\theta = 0$. Полюса, содержащиеся в амплитуде асимптотических разложений ГТД и ПК и имеющие одинаковый порядок, при вычитании сокращаются. Таким образом в выражениях для ΔE_θ и ΔE_φ сохраняется расходимость, обусловленная фокусировкой лучей на оси (фактор фокусировки — $(2\pi ka\sin\theta)^{-\frac{1}{2}}$).

2. Применение фокального разложения

Устранение расходимости в выражениях (3), обусловленной фактором фокусировки, достигается с помощью их асимптотической сшивки с фокальным разложением осесимметричных полей по функциям Бесселя и их первым производным [5]. Это разложение асимптотически удовлетворяет уравнениям Максвелла и при достаточно больших значениях аргументов функций Бесселя имеет лучевую структуру, сходную с (3):

$$\Delta \mathbf{E} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{ \mathbf{A}_m (\rho, \xi) J_m (k\rho) - i \mathbf{B}_m (\rho, \xi) \rho J_m' (k\rho)\} e^{i (m\varphi + k\xi)}. \qquad (5)$$

Амплитуды $\mathbf{A}_m$ и $\mathbf{B}_m$, а также координатные функции ρ и ξ подлежат определению из условия асимптотической сшивки (3) и (5). Переход от (3) к (5), как и любой переход от выражений типа

$$\sqrt{\frac{2}{\pi ka \sin\theta}} \begin{matrix}\sin \\ \cos\end{matrix} \left(ka \sin\theta - \frac{\pi}{4}\right)$$

к функциям Бесселя, неоднозначен. Он зависит, в частности, от того, в ортах какой системы координат записано поле (3). Для того, чтобы выражение для вклада от неравномерной части тока было конечным и однозначным, поля (3) следует сравнивать с (5) в декартовой системе координат:

$$\Delta E_x = \frac{e^{i\alpha (\psi_м)}}{\sqrt{2\pi ka \sin\theta}} \{U^н e^{i\left(ka\sin\theta - \frac{\pi}{4}\right)} + U^в e^{-i\left(ka\sin\theta - \frac{\pi}{4}\right)} +$$

$$+ (V^н e^{i\left(ka\sin\theta - \frac{\pi}{4}\right)} + V^в e^{-i\left(ka\sin\theta - \frac{\pi}{4}\right)}) \cos 2\varphi\} \frac{e^{ikR}}{R},$$

$$\Delta E_y = \frac{e^{i\alpha (\psi_м)}}{\sqrt{2\pi ka \sin\theta}} \{V^н e^{i\left(ka\sin\theta - \frac{\pi}{4}\right)} + V^в e^{-i\left(ka\sin\theta - \frac{\pi}{4}\right)}\} \sin 2\varphi \frac{e^{ikR}}{R}, \qquad (6)$$

$$\Delta E_z = \frac{e^{i\alpha (\psi_м)}}{\sqrt{2\pi ka \sin\theta}} \{W^н e^{i\left(ka\sin\theta - \frac{\pi}{4}\right)} + W^в e^{-i\left(ka\sin\theta - \frac{\pi}{4}\right)}\} \cos\varphi \frac{e^{ikR}}{R},$$

где

$$U^{н,в} = \frac{\alpha^{н,в}\cos\theta - \beta^{н,в}}{2}, \quad V^{н,в} = \frac{\alpha^{н,в}\cos\theta + \beta^{н,в}}{2}, \quad W^{н,в} = -\sin\theta\, \alpha^{н,в}.$$

С другой стороны, после подстановки в (5) асимптотических выражений для функций Бесселя, имеем

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} \sum_{n=0}^{\infty} \lambda_m \left\{ \left[\left(\frac{\mathbf{A}_m + (-1)^m \mathbf{A}_{-m}}{\sqrt{\rho}} + \sqrt{\rho} (\mathbf{B}_m + (-1)^m \mathbf{B}_{-m}) \right) \cos m\varphi + \right.\right.$$

$$\left. + i \left(\frac{\mathbf{A}_m - (-1)^m \mathbf{A}_{-m}}{\sqrt{\rho}} + \sqrt{\rho} (\mathbf{B}_m - (-1)^m \mathbf{B}_{-m}) \right) \sin m\varphi \right] e^{i\left(k\rho - \frac{m\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)} +$$

$$+\left[\left(\frac{\mathbf{A}_m+(-1)^m\mathbf{A}_{-m}}{\sqrt{\rho}}-\sqrt{\rho}\left(\mathbf{B}_m+(-1)^m\mathbf{B}_{-m}\right)\right)\cos m\varphi+\right.$$

$$+\left(\frac{\mathbf{A}_m-(-1)^m\mathbf{A}_{-m}}{\sqrt{\rho}}-\sqrt{\rho}\left(\mathbf{B}_m-(-1)^m\mathbf{B}_{-m}\right)\right)\times$$

$$\left.\times\sin m\varphi\right]e^{-i\left(k\rho-\frac{m\pi}{2}-\frac{\pi}{4}\right)}\Big\}e^{ik\xi}, \tag{7}$$

$$\mathbf{A}_0=\mathbf{A}_{-0},\ \mathbf{B}_0=\mathbf{B}_{-0},\ \lambda_m=\begin{cases}1/2 & \text{при}\quad m=0\\ 1 & \text{при}\quad m\neq 0.\end{cases}$$

Из сравнения (7) с (6) получаем для координатных функций:

$$\xi=R,\ \rho=a\sin\theta,$$

и для амплитуд:

$$A_{0x}=\frac{U^{\text{н}}+U^{\text{в}}}{2},\ B_{0x}=\frac{U^{\text{н}}-U^{\text{в}}}{2a\sin\theta},$$

$$A_{2x}=A_{-2x}=-\frac{V^{\text{н}}+V^{\text{в}}}{2},\ B_{2x}=B_{-2x}=-\frac{V^{\text{н}}-V^{\text{в}}}{2a\sin\theta},$$

$$A_{2y}=-A_{-2y}=i\frac{V^{\text{н}}+V^{\text{в}}}{2},\ B_{2y}=-B_{-2y}=i\frac{V^{\text{н}}-V^{\text{в}}}{2a\sin\theta}, \tag{8}$$

$$A_{1z}=-A_{-1z}=i\frac{W^{\text{н}}-W^{\text{в}}}{2},\ B_{1z}=-B_{-1z}=i\frac{W^{\text{н}}+W^{\text{в}}}{2a\sin\theta};$$

$$\mathbf{A}_m=\mathbf{B}_m\equiv 0\quad\text{при}\quad m\neq 0,\ \pm 1,\ \pm 2.$$

После подстановки амплитуд (8) в (5) для полей, обусловленных неравномерной частью тока, окончательно имеем

$$\Delta\mathbf{E}=\{\mathbf{i}\,(U'+V'\cos 2\varphi)+\mathbf{j}\,V'\sin 2\varphi+\mathbf{k}\,W'\cos\varphi\}\frac{e^{ikR}}{R}e^{i\alpha(\psi_{\text{м}})}, \tag{9}$$

$$U'=\frac{1}{2}[(U^{\text{н}}+U^{\text{в}})\,J_0(k\rho)+i(U^{\text{н}}-U^{\text{в}})\,J_1(k\rho)],$$

$$V'=\frac{1}{2}[(V^{\text{н}}+V^{\text{в}})\,J_2(k\rho)-i(V^{\text{н}}-V^{\text{в}})\,J_2'(k\rho)], \tag{10}$$

$$W'=-\frac{1}{2}[i(W^{\text{н}}-W^{\text{в}})\,J_1(k\rho)-(W^{\text{н}}+W^{\text{в}})\,J_1'(k\rho)].$$

Полное поле параболической антенны можно записать в виде разложения, нулевым (главным) членом которого является поле в ПК, [2], а следующим членом — поправка (9), обусловленная неравномерной частью тока:

$$\mathbf{E}=-\{\mathbf{i}\,[(ikU_1-U'e^{i\alpha(\psi_{\text{м}})})+(ikV_1-V'e^{i\alpha(\psi_{\text{м}})})\cos 2\varphi]+$$

$$+\mathbf{j}\,(ikV_1-V'e^{i\alpha(\psi_{\text{м}})})\sin 2\varphi+\mathbf{k}\,(ikW_1-W'e^{i\alpha(\psi_{\text{м}})})\cos\varphi\}\frac{e^{ikR}}{R}. \tag{11}$$

Здесь [2]

$$iU_1 = \frac{1}{2} V \sin^2\theta - U\left(1 - \frac{1}{2}\sin^2\theta\right) + \frac{1}{2} W \sin\theta\cos\theta,$$

$$iV_1 = \frac{1}{2} W \sin\theta\cos\theta + \frac{1}{2} U \sin^2\theta - \frac{1}{2} V(1+\cos^2\theta), \tag{12}$$

$$iW_1 = V\sin\theta\cos\theta - W\sin^2\theta + U\sin\theta\cos\theta,$$

где, в свою очередь [1, 2],

$$U = \frac{p}{2}\int\limits_0^{\psi_м} \sin\psi\, J_0(kp\sin\psi\sin\theta)\, e^{i\alpha(\psi)}\, d\psi,$$

$$V = \frac{p}{2}\int\limits_0^{\psi_м} \mathrm{tg}^2\frac{\psi}{2}\sin\psi\, J_2(kp\sin\psi\sin\theta)\, e^{i\alpha(\psi)}\, d\psi, \tag{13}$$

$$W = -ip\int\limits_0^{\psi_м} \mathrm{tg}^2\frac{\psi}{2}\cos\psi\, J_1(kp\sin\psi\sin\theta)\, e^{i\alpha(\psi)}\, d\psi.$$

Выражение (11) записано для переднего полупространства. В заднем полупространстве полное поле определяется полями ГТД. Для устранения расходимости при $\theta=\pi$ в асимптотике ГТД к ней также применяется асимптотическая сшивка с фокальным разложением (5). В области заднего фокального пятна, где оба краевых луча не затенены, полное поле выражается формулой (9), в которой следует положить $l^{н,\,в} = s^{н,\,в} = 0$. Область, в которой один из краевых лучей затеняется, нами не рассматривается. Эта область совпадает с задними боковыми лепестками, не имеющими существенного практического значения.

3. Частные случаи

Представляет интерес рассмотрение некоторых предельных переходов, при которых выражение (9) для вклада от неравномерной части тока сводится к результатам, полученным ранее другими авторами [3, 7].

а) Предельный переход к зеркалу с малой кривизной (диску).

Выражение для вклада от неравномерной части тока для зеркала с малой кривизной получается из (9) после перехода к малым $\psi_м$:

$$\Delta E_\theta = \frac{1}{4}\left\{ -J_0\frac{1-\cos\theta}{\cos\frac{\theta}{2}} + J_2\frac{1+\cos\theta}{\cos\frac{\theta}{2}} - \right.$$

$$\left. - i\left[\left(\frac{2}{\sin\frac{\theta}{2}} - \frac{4\cos\theta}{\sin\theta}\right)J_1 - \left(\sin\theta - \sin\frac{\theta}{2}\right)\frac{4J_2}{ka\sin\theta}\right]\right\}\sin\psi_м\, e^{ik\rho(\psi_м)}\frac{e^{ikR_1}}{R_1},$$

$$\Delta E_\varphi = \frac{1}{4}\left\{ -J_0 \frac{1-\cos\theta}{\cos\frac{\theta}{2}} + J_2 \frac{1+\cos\theta}{\cos\frac{\theta}{2}} + \right.$$

$$\left. + i\left[\left(\frac{2}{\sin\frac{\theta}{2}} - \frac{4}{\sin\theta}\right) J_1 - \left(\sin\theta - \sin\frac{\theta}{2}\right)\frac{4J_2}{ka\sin\theta}\right]\right\} \sin\psi_м e^{ik\rho(\psi_м)} \frac{e^{ikR_1}}{R_1}. \quad (14)$$

Асимптотика выражений (14) при $ka\sin\theta \gg 1$ совпадает с результатами [3] для рассеяния плоской волны на диске (в случае нормального падения). Разница между (14) и результатами [3] заключается, как уже отмечалось ранее, в различии перехода от выражений типа $\sqrt{\frac{2}{\pi ka\sin\theta}} \frac{\cos}{\sin}\left(ka\sin\theta - \frac{\pi}{4}\right)$ к функциям Бесселя. В [3] этот переход основан на том, что значение полного поля на оси совпадает со значением рассеянного поля в ПК. В нашем случае это требование также соблюдается, и, кроме того, выполняется требование асимптотического удовлетворения уравнениям Максвелла во всех точках, включая точки на оси и вблизи нее $(0 \leqslant \theta < (ka)^{-1})$.

б) Вклад от неравномерной части тока вблизи оси зеркала.

Сравним (9) с результатами Ландсберга [7], полученными методом интегрирования вкладов от краевых токов для поля вблизи оси осесимметричной антенны. Воспользуемся разложением $\alpha^{н,\,в}$ и $\beta^{н,\,в}$ в ряд Тейлора для малых значений угла θ:

$$\alpha^{н,\,в} = \alpha_0 \mp \alpha_1 \sin\theta, \quad \beta^{н,\,в} = \beta_0 \mp \beta_1 \sin\theta,$$

$$\alpha_0 = \left(1 - \sin\frac{\psi_м}{2}\right)\cos\psi_м \sin\frac{\psi_м}{2}, \quad \beta_0 = \left(1 - \sin\frac{\psi_м}{2}\right)\sin\frac{\psi_м}{2}, \quad (15)$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{2}\frac{1-\sin\frac{\psi_м}{2}}{\cos^2\frac{\psi_м}{2}}\cos\psi_м \sin\psi_м, \quad \beta_1 = \frac{1}{4}\frac{\left(1-\sin\frac{\psi_м}{2}\right)^2}{\cos^2\frac{\psi_м}{2}}\sin\psi_м.$$

Для поля излучения вблизи оси получаем следующие выражения:

$$E_x = -\frac{1}{2}\left(1 - \sin\frac{\psi_м}{2}\right)\sin\frac{\psi_м}{2}\left\{\left[(1-\cos\psi_м) J_0 + \right.\right.$$

$$\left. + i\frac{2\cos\psi_м + \sin\frac{\psi_м}{2} - 1}{\cos\frac{\psi_м}{2}}\sin\theta\, J_1\right] - \left[(1+\cos\psi_м) J_2 + \right.$$

$$\left.\left. + i\frac{2\cos\psi_м - \sin\frac{\psi_м}{2} + 1}{\cos\frac{\psi_м}{2}} J_2' \sin\theta\right]\cos 2\varphi\right\} e^{i\alpha(\psi_м)} \frac{e^{ikR}}{R},$$

$$E_y=\frac{1}{2}\sin\frac{\psi_м}{2}\left(1-\sin\frac{\psi_м}{2}\right)\left[(1+\cos\psi_м)\,J_2+\right.$$

$$\left.+i\,\frac{2\cos\psi_м-\sin\frac{\psi_м}{2}+1}{\cos\frac{\psi_м}{2}}\,J_2'\sin\theta\right]e^{i\alpha(\psi_м)}\,\frac{e^{ikR}}{R}\sin 2\varphi, \qquad (16)$$

$$E_z=-\sin\frac{\psi_м}{2}\left(1-\sin\frac{\psi_м}{2}\right)\cos\psi_м\left[i\,\frac{J_1}{\cos\frac{\psi_м}{2}}+J_1'\right]\sin\theta\, e^{i\alpha(\psi_м)}\,\frac{e^{ikR}}{R}\cos\varphi.$$

Совпадение с результатами [7] обнаруживается, если в (16) сохранить нулевые члены разложения функций $\alpha^{н,\,в}$ и $\beta^{н,\,в}$ (α_0, β_0). Заметим, что вблизи оси ($\theta\simeq 0$) основная и кросс-поляризационная составляющие совпадают с декартовыми компонентами полей (см. [2, 7]).

Таким образом, построенная равномерная асимптотика (11) поля параболической антенны уточняет результаты, полученные в приближении Кирхгофа [1, 2], и содержит, как частные случаи, результаты, полученные ранее [3, 7].

Поступила 3.III.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Е. Кинбер*. Радиотехника и электроника, 5, 720 (1960).
2. *П. М. Геруни, Э. Д. Газазян, Р. В. Тер-Антонян*. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 301 (1973).
3. *П. Я. Уфимцев*. Метод краевых волн в физической теории дифракции, Изд. Советское радио, 1962.
4. *Э. Д. Газазян, М. И. Иванян, Б. Е. Кинбер*. Материалы XI Всесоюзной конференции по распространению радиоволн, Казань, т. 3, стр. 56, 1975.
5. *Э. Д. Газазян, Б. Е. Кинбер*. Изв. вузов, Радиофизика, 14, 1219 (1971).
6. *J. B. Keller*. J. Appl. Phys., 28, 426 (1957).
7. *И. Л. Ландсберг*. Радиотехника и электроника, 19, 1817 (1974).

ՊԱՐԱԲՈԼԱԿԱՆ ԱՆՏԵՆԱՅԻ ԴԱՇՏԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱՉԱՓ ԿԱՐՃԱԼԻՔԱՅԻՆ ՄՈՏԱՐԿՈՒՄԸ

Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Մ. Ի. ԻՎԱՆՅԱՆ, Բ. Ե. ԿԻՆԲԵՐ

Դիֆրակցիայի երկրաչափական տեսության, Կիրխհոֆի մոտավորության և ըստ Բեսելի ֆունկցիաների ֆոկալ վերլուծության միջոցով հաշված է առանցքական սիմետրիա ունեցող պարաբոլական անտենայի դաշտը։ Ստացված արտահայտությունները ճշգրտում են նախկինում հայտնի արդյունքները։ Դիտարկված են մի շարք մասնավոր դեպքեր։

THE UNIFORM SHORT-WAVE ASYMPTOTICS OF THE PARABOLIC ANTENNA FIELD

E. D. GAZAZYAN, M. I. IVANYAN, B. E. KINBER

The uniform short-wave asymptotics for the field of an axially-symmetrical parabolic antenna is obtained by using geometrical theory of diffraction, the Kirchoff approximation and the focal expansion of Bessel functions. Some simple limits on the problem are considered.