

УДК 621.396.677

ЗЕРКАЛЬНАЯ АНТЕННА В РЕЖИМЕ ПРИЕМА СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

О.А. ЮРЦЕВ, Н.М. НАУМОВИЧ, М.М. ДГАЛИ

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь

Поступила в редакцию 30 марта 2012

Рассматривается однозеркальная антенна с параболическим рефлектором полного профиля. Облучатель – пирамидальный рупор. Методом физической оптики исследуется распределение поля в ближней зоне и диаграмма направленности при фокусировке антенны в дальнюю и ближнюю зоны.

Ключевые слова: зеркальная антенна, метод физической оптики, режим передачи и приема, распределение поля в дальней и ближней зонах.

Введение

Зеркальные антенны используются в различных радиосистемах как средне- и остронаправленные антенны. В системах радиовидения используются многолучевые антенны в режиме приема при фокусировке на заданное расстояние, включая ближнюю зону. В таких системах анализ распределения поля в области расположения облучателя при приеме волны из заданной точки пространства, включая ближнюю зону, может быть проведен только численно. В известных работах, посвященных зеркальным антеннам, как правило, рассматривается режим передачи. Кроме того, вопросы фокусировки антенны исследуются с использованием аналитических выражений, полученных с различными приближениями. В настоящей статье излагаются результаты численного моделирования зеркальной антенны с облучателем в виде пирамидального рупора, смещенного из фокуса в заданную точку. Антенна облучается сферической волной от источника, расположенного в точке, расположенной в любой зоне пространства. Используется метод физической оптики, позволяющий достаточно точно определить поле, рассеянное рефлектором, в переднем полупространстве.

Метод решения задачи и математическая модель зеркальной антенны в режиме приема

Антенна с рупорным облучателем показана на рис.1. Обозначения на рис.1: D – диаметр рефлектора; F – фокус рефлектора; f – фокусное расстояние рефлектора; Br , Ar – размеры раскрытия рупора облучателя в плоскостях E и H ; DrY , DrZ – смещение облучателя из фокуса вдоль оси Y и Z ; N – произвольная точка на поверхности рефлектора; Rn , θn , φn – сферические координаты точки N ; P – точка, в которой определяется поле, рассеянное рефлектором (точка наблюдения); Rp , θp , φp – сферические координаты точки P ; Q – точка, в которой расположен источник сферической волны, облучающей антенну; Rq , θq , φq – сферические координаты точки Q (угловая координата φ точек P и Q отсчитывается от оси X к оси Y); Rnp – расстояние между точками N и P ; Rnq – расстояние между точками N и Q .

Размеры поперечного сечения прямоугольного волновода, питающего рупор, обеспечивают выполнение условия единственности основной волны H_{10} . Структура силовых линий электрического поля этой волны показана на рис.1 на раскрытии облучателя.

Для определения поля в точке P используется метод физической оптики. В соответствии с этим методом по полю сферической волны, излучаемой из точки Q и имеющей заданную

амплитуду E_i , определяется вектор плотности поверхностного тока $\vec{J}_n$ на поверхности рефлектора с использованием граничного условия для идеально проводящей поверхности:

$$\vec{J}_n = 2[\vec{n}_0, \vec{H}_i], \quad (1)$$

где $\vec{n}_0$ – единичный вектор нормали к поверхности рефлектора; $\vec{H}_i$ – вектор магнитного поля облучающей электромагнитной волны (ЭМВ).

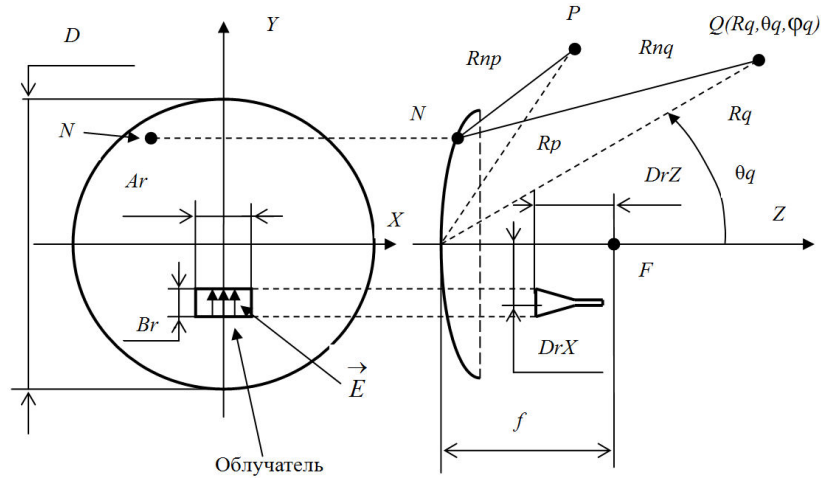


Рис. 1. Зеркальная антенна

Векторы $\vec{E}_i$ и $\vec{H}_i$ связаны соотношением

$$\vec{E}_i = Z_c[\vec{R}_0, \vec{H}_i], \quad (2)$$

где Z_c – характеристическое сопротивление свободного пространства.

На рис. 2 показаны рефлектор, векторы $\vec{n}_0$, $\vec{R}_0$, векторы поля облучающей ЭМВ и декартовы составляющие вектора $\vec{J}_n = \vec{J}_{nx} + \vec{J}_{ny} + \vec{J}_{nz} = J_{nx}\vec{x}_0 + J_{ny}\vec{y}_0 + J_{nz}\vec{z}_0$ ($\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$ – орты системы координат X, Y, Z).

По току $\vec{J}_n$ методом векторного потенциала определяется поле в точке P :

$$\vec{E}_p \approx -i\omega \vec{A}_p, \text{ где } \vec{A}_p = \frac{\mu_a}{4\pi} \int_S \frac{\vec{J}_n e^{-ikRnp}}{Rnp} dS \quad (3)$$

где μ_a – абсолютная магнитная проницаемость пространства, в котором расположена антенна;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число свободного пространства, λ – длина волны.

В математической модели используются следующие соотношения.

Связь между прямоугольными и сферическими координатами для точки N :

$$Xn = R \sin \theta_n \cos \varphi_n; Yn = R \sin \theta_n \sin \varphi_n; Zn = R \cos \theta_n, \quad (4)$$

где R – радиус-вектор точки N на поверхности параболоида в системе координат, начало которой совпадает с фокусом параболоида:

$$R = \frac{2f}{1 + \cos \psi}, \quad (5)$$

ψ – угол между фокальной осью параболоида (осью Z) и направлением на точку N из фокуса.

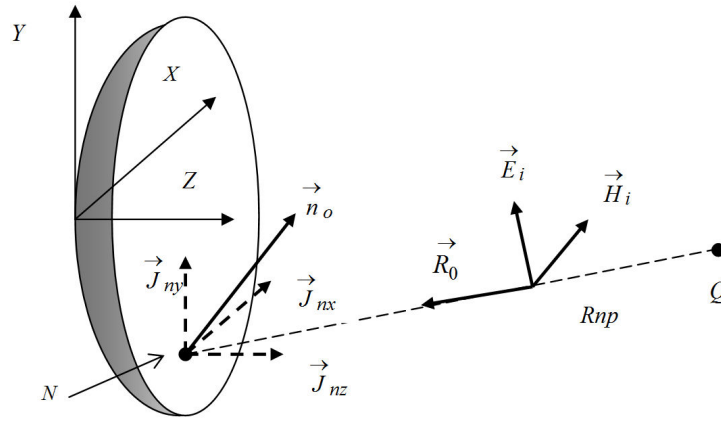


Рис. 2. Составляющие вектора плотности тока на поверхности рефлектора

Связь между прямоугольными и сферическими координатами для точек P и Q , определяется выражениями, аналогичными (4). Через эти координаты нетрудно выразить расстояния между точками N и P , N и Q .

Векторы поля облучающей волны представляются в виде суммы декартовых составляющих:

$$\vec{E}_i = E_{ix} \vec{x}_0 + E_{iy} \vec{y}_0 + E_{iz} \vec{z}_0; \quad \vec{H}_i = H_{ix} \vec{x}_0 + H_{iy} \vec{y}_0 + H_{iz} \vec{z}_0. \quad (6)$$

Поле $\vec{E}_p$ на раскрыве рупора облучателя возбуждает рупор и далее питающий волновод. Для решения задачи возбуждения использована теория возбуждения волноводов методом собственных волн [1]. В соответствии с этой теорией поле в волноводе $\vec{E}$, $\vec{H}$ представляется в виде суммы собственных волн волновода $\vec{E}_v$ и $\vec{H}_v$, где v – обобщенный индекс, характеризующий тип поля и направление его распространения:

$$\vec{E} = \sum_{(v)} C_v \vec{E}_v, \quad \vec{H} = \sum_{(v)} C_v \vec{H}_v, \quad (7)$$

где коэффициенты возбуждения C_v связаны со сторонними источниками – плотностью стороннего электрического $\vec{J}_e$ и стороннего магнитного $\vec{J}_h$ токов соотношением

$$C_v = \frac{1}{N_v} \int_V \left[\vec{J}_e \vec{E}_{-v} - \vec{J}_h \vec{H}_{-v} \right] dV, \quad (8)$$

где V – объем, в котором расположены сторонние источники поля; N_v – норма, определяемая выражением

$$N_v = \int_S \{ [\vec{E}_v, \vec{H}_{-v}] - [\vec{E}_{-v}, \vec{H}_v] \} m_0 dS. \quad (9)$$

В выражениях (7)-(9) $\vec{E}_v, \vec{H}_v$ – прямые собственные волны, $\vec{E}_{-v}, \vec{H}_{-v}$ – обратные собственные волны; S – площадь поперечного сечения волновода; m_0 – единичный вектор нормали к плоскости поперечного сечения волновода.

Далее приведенные соотношения используются для решения задачи возбуждения волны H_{10} в прямоугольном волноводе с размерами поперечного сечения Ar и Br , т.е. не учитывается переход с раскрытого рупора на волновод. Считается, что высшие типы волн, кроме волны H_{10} , не распространяются в волноводе, что обеспечивается выбором размеров Ar и Br . В случае возбуждения волновода полем на раскрытии интегрирование в (8) необходимо проводить по раскрытию рупора. Вектор $\vec{J}_e = 0$, а вектор $\vec{J}_h$ выражается через касательную к раскрытию рупора составляющую поля $\vec{E}_p$. Ось возбуждаемого волновода ориентирована вдоль оси Z . В этом случае можно записать $\vec{m}_0 = \vec{z}_0$,

$$\vec{J}_h = -[\vec{z}_0, \vec{E}_p]. \quad (10)$$

Используя известные [1] выражения для составляющих векторов электрического и магнитного поля волны H_{10} , нетрудно получить следующее для нормы этой волны:

$$N_v = N_{h10} = \frac{E_m^2}{Z_v} Ar \cdot Br, \quad (11)$$

где $Z_v = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2Ar}\right)^2}$ – поперечное характеристическое сопротивление волновода с размерами Ar и Br для волны H_{10} ; ϵ_a, μ_a – абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей полость волновода; E_m – амплитуда электрического поля волны H_{10} в центре поперечного сечения.

После необходимых преобразований выражение для электрического поля волны H_{10} получается следующим (есть только одна составляющая E_y):

$$E = E_y = \frac{\cos\left(\frac{\pi \cdot x}{Ar}\right)}{Ar \cdot Br} \int_{x=-0,5Ar}^{0,5Ar} \int_{y=-0,5Br}^{0,5Br} E_{py}(x, y) \cos\left(\frac{\pi \cdot x}{Ar}\right) dy \cdot dx, \quad (12)$$

где E_{py} – комплексная амплитуда составляющей стороннего поля на раскрытии рупора, касательная к раскрытию;

$$E_{py} = \left(\vec{E}_p, \vec{y}_o \right) = \left| \vec{E}_p(x, y) \right| \cdot e^{i\Psi_p(x, y)}, \quad (13)$$

$\Psi_p(x, y)$ – распределение фазы стороннего поля на раскрытии рупора.

Из (12) следует выражение для амплитуды поля в центре широкой стороны рупора и мощности, принятой рупором:

$$E_{\max} = \frac{1}{Ar \cdot Br} \left| \int_{x=-0,5Ar}^{0,5Ar} \int_{y=-0,5Br}^{0,5Br} E_{py}(x, y) \cos\left(\frac{\pi \cdot x}{Ar}\right) dy \cdot dx \right|. \quad (14)$$

$$Pr = \frac{E_{\max}^2}{4Z_v} Ar \cdot Br. \quad (15)$$

Диаграмма направленности в режиме приема определяется как зависимость $\sqrt{Pr}$ от угловых координат источника сферической волны (точки Q на рис.1).

Результаты численного моделирования

Описанная математическая модель реализована в виде программы, которая позволяет для заданной геометрии антенны рассчитать:

1) распределение поля в картинной плоскости $z = \text{const}$, вдоль фокальной оси при заданных значениях координат $Z_{\min}$ и $Z_{\max}$, ограничивающих область наблюдения поля, и на сфере $R_q = \text{const}$;

2) диаграмму направленности антенны (ДН) в режиме приема, т.е. зависимость амплитуды поля в волноводе облучателя от угла θ_q , в том числе при фокусировке антенны в ближнюю зону, и диаграмму направленности антенны в режиме передачи при заданном смещении облучателя с фокальной оси;

3) параметры диаграммы направленности θ_m – направление главного максимума, F_{bm} – максимальный уровень боковых лепестков.

Моделирование проведено при различных геометрических параметрах антенны D/λ и F/D , но ниже основные закономерности иллюстрируются, в основном, на антенне с $D/\lambda=30$ и $F/D=0,5$, если специально не оговорено иное. Геометрические размеры раскрыва облучателя Ar , Br выбраны так, чтобы в режиме передачи на кромке рефлектора облучатель создавал поле с амплитудой, равной 0,3 от максимума поля в центре рефлектора.

Распределение поля в ближней зоне. На рис.3 показано распределение нормированной к максимуму амплитуды электрического поля вдоль фокальной оси рефлектора (оси Z на рис. 1) при облучении антенны со стороны оси Z ($\theta_p=0$) для двух случаев: $R_q=100D$ (из дальней зоны – рис. 3,а) и $R_q=D$ (из ближней зоны). На графиках по горизонтальной оси отложена линейная координата вдоль фокальной оси Z , деленная на диаметр зеркала D .

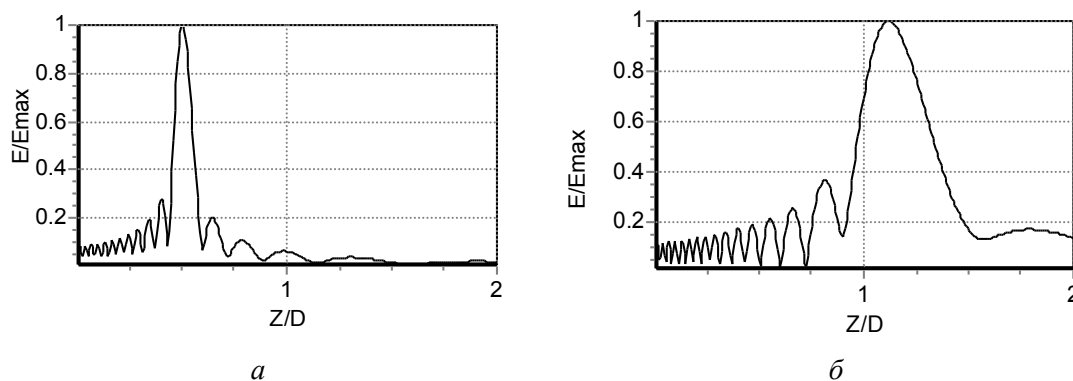


Рис. 3. Распределение поля вдоль фокальной оси: а – $R_q=100D$, б – $R_q=D$

Из рис. 3 следует, что при облучении антенны из дальней зоны точка фокусировки (максимума поля) располагается в фокусе рефлектора ($Z/D = F/D = 0,5$). С приближением точки излучения к раскрыву рефлектора область фокусировки поля удаляется от плоскости рефлектора и расширяется. Так, при $R_q=100D$ область фокусировки на уровне $E/E_{\max}=0,707$ составляет $\Delta Z/D=0,07D$, а при $R_q=D$ эта область расширяется до значения $\Delta Z/D=0,27D$. Величина $\Delta Z/D$ уменьшается при увеличении отношения D/λ , однако, абсолютное значение ширины области ΔZ не зависит от величины D/λ и составляет приблизительно $2,2\lambda$ при облучении из дальней зоны. Максимум поля на фокальной оси соответствует той точке, в которую надо поместить фазовый центр рупорного облучателя для фокусировки антенны в точку Q в режиме передачи (или приема).

На рис. 4 показана диаграмма направленности антенны с параметрами $D/\lambda=30$ и $F/D=0,5$, рассчитанная методом физической оптики в режиме передачи для двух случаев: а – облучатель расположен в фокусе, ДН рассчитана для дальней зоны (расстояние до точки наблюдения $100D$); б – облучатель смещен вдоль фокальной оси в точку фокусировки в режиме

приема волны при расстоянии $Rq=3D$ до источника (точка Q на рис.1). В эту точку фокусируется антенна в режиме передачи.

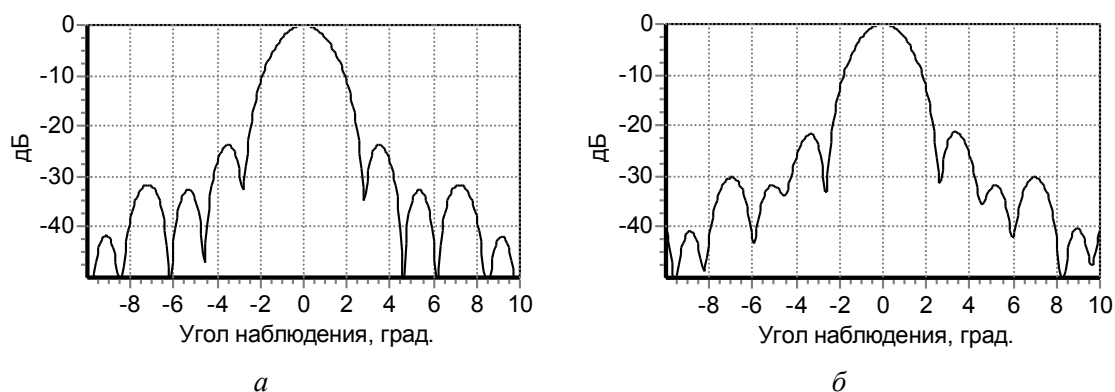


Рис. 4. ДН антенны, сфокусированной в дальнюю зону (а) и сфокусированной на расстояние $Rq=3D$ (б)

Как видно, обе ДН близки друг к другу по основным параметрам – ширине главного лепестка и уровню боковых лепестков.

На рис.5 показано распределение нормированной амплитуды поля вдоль оси Y при $Z=F$ (в фокальной плоскости) для антенны с параметрами $D/\lambda=30$ и $F/D=0,5$. Точка источника расположена на расстоянии $Rq=30D$ для двух случаев: а – при $\theta q=0$ (рис. 1) и б – $\theta q=5^\circ$. Ширина области фокусировки по уровню 0,707 от максимума приблизительно равна длине волны λ при $\theta q=0$. С отклонением точки источника с оси Z область фокусировки смещается в фокальной оси и расширяется. Ширина области фокусировки практически не зависит от отношения D/λ при неизменном отношении F/D . Смещение области в фокальной плоскости увеличивается с ростом D/λ при $F/D=\text{const}$, что иллюстрируется рис.6.

Диаграмма направленности в режиме приема. Расчеты показывают, что зависимость амплитуды поля в фокусе рефлектора от угла прихода ЭМВ (угла θq на рис.1) заметно отличается от диаграммы направленности антенны в режиме передачи. На рис.7 показана эта зависимость для антенны с параметрами $D/\lambda=30$ и $F/D=0,5$ при $Rq=30D$ (прием волны из дальней зоны). Из сравнения рис. 7 и рис. 4,а видно это различие. Оно особенно проявляется в уровне первого бокового лепестка. На рис. 8 показана ДН антенны в режиме приема. Из сравнения рис. 8 и рис. 4,а следует, что рассчитанные методом физической оптики с ранее описанными приближениями ДН в режимах передачи и приема близки друг к другу по основным параметрам – ширине главного лепестка и уровню максимального бокового лепестка.

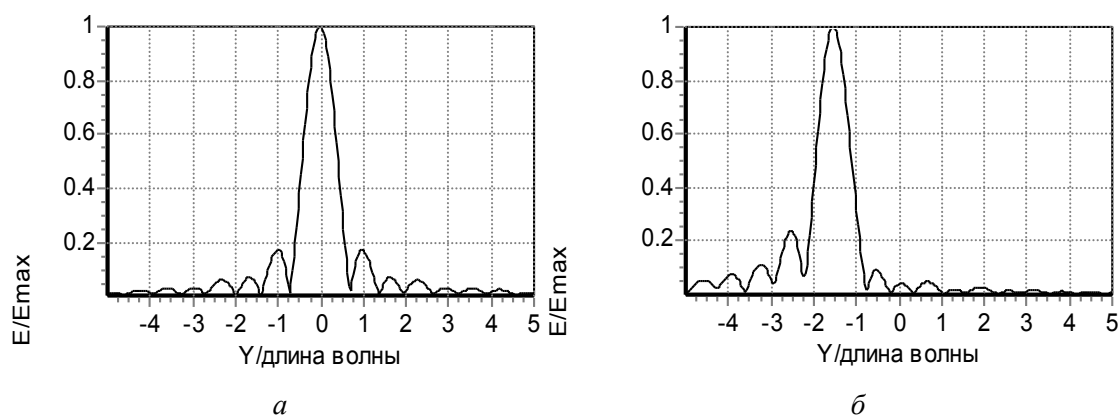
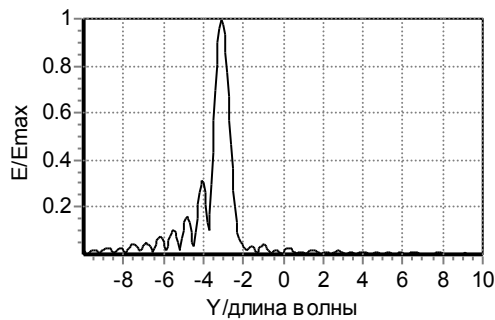
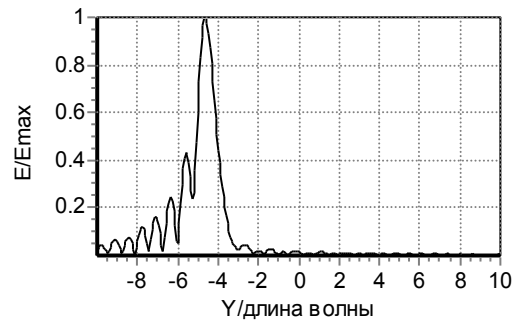


Рис. 5. Распределение поля в фокальной плоскости при $D/\lambda=30$: а – $\theta q=0$, б – $\theta q=5^\circ$



a



б

Рис. 6. Распределение поля в фокальной плоскости при $\theta q = 5^\circ$: *a* – $D/\lambda = 60$, *б* – $D/\lambda = 90$

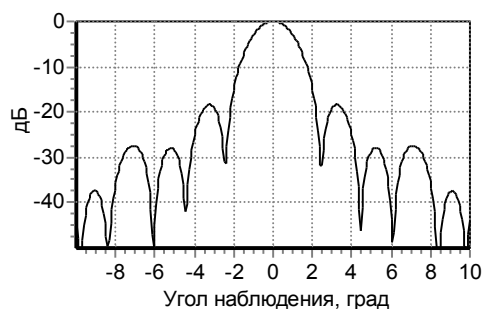


Рис. 7. Зависимость амплитуды поля в фокусе рефлектора от угла θq

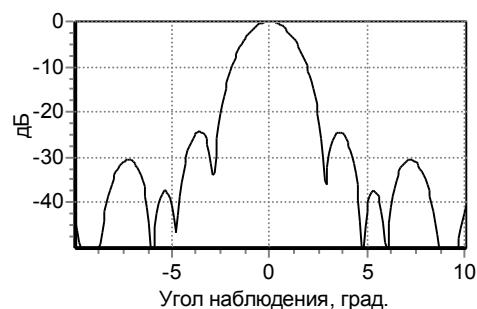


Рис. 8. Диаграмма направленности в режиме приема

Аналогичные результаты получены из сравнения диаграммы направленности в режиме передачи при фокусировке антенны в ближнюю зону на заданное расстояние Rq и диаграммы направленности в режиме приема при облучении антенны из точки, расположенной на расстоянии Rq .

Заключение

Проведено численное моделирование зеркальной антенны в режиме приема. Исследовано распределение поля в области, включающей точку фокусировки, при различном положении источника сферической волны. Моделирование антенны в этом режиме позволяет исследовать поле, отраженное от рефлектора, в ближней зоне, оптимизировать положение и размеры раскрыва рупора облучателя, развязку между соседними рупорами в многолучевой зеркальной антенне.

REFLECTOR ANTENNA RECEIVING A SPHERICAL WAVE

O.A. YURTSEV, N.M. NAUMOVICH, M.M. DGALI

Abstract

The paraboloidal reflector antenna is considered. The feed element is a horn. Using physical optics (PO) method the near field distribution and antenna pattern are studied when the antenna is focused to near-field and far-field region.

Список литературы

1. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М., 1988.