

1. Кузьмин А. Д., Ветухновская Ю. Н. — Космические исследования, 1968, 6, № 4, с. 590.
2. Ржига О. Н. В кн.: Физика Луны и планет. — М.: Наука, 1972, с. 367.
3. Яковлев О. И. В кн.: Физика Луны и планет. — М.: Наука, 1972, с. 372.
4. Кузьмин А. Д., Маров М. Я. Физика планеты Венера. — М.: Наука, 1974. — 408 с.
5. Кисляков А. Г., Наумов А. П., Зиничева М. Б., Маркина Н. Н. Препринт НИРФИ № 121. — Горький, 1978.
6. Зиничева М. Б., Маркина Н. Н., Наумов А. П. Тезисы докладов XVI Всесоюзной конференции по радиоастрономическим исследованиям Солнечной системы. — М.: ИЗМИРАН, 1984, с. 40.
7. Смирнова Т. В., Кузьмин А. Д. — Астрон. журн., 1974, 51, № 3, с. 607.
8. Наумов А. П., Зиничева М. Б., Муратов Н. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 1, с. 5.
9. Janssen M. A., Royster P. L. — Icarus, 1981, 46, № 1, p. 51.
10. Сагдеев Р. З., Мороз В. И. — Наука в СССР, 1981, № 1, с. 16.
11. Краснопольский В. А. — Космические исследования, 1984, 22, № 5, с. 812.
12. Мухин Л. М., Гельман Б. Г., Ламонов Н. И., Мельников В. В., Ненароков Д. Ф., Охотников Б. П., Ротин В. А., Хохлов В. Н. — Космические исследования, 1983, 21, № 2, с. 225.
13. Жевакин С. А., Наумов А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1963, 6, № 4, с. 674.
14. Наумов А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 5, с. 682.
15. Горди В., Смит В., Трамбаруло Р. — Радиоспектроскопия. — М.: Гостехиздат, 1955 — 448 с.
16. Ho W., Kaufman A., Thaddeus P. — J. Geophys. Res., 1966, 71, № 21, p. 5091.
17. Gord M. S., Lojko M. S., Petersen J. D. — Microwave spectral tables, vol. 5 (Spectral line listing). — USA: Nat. Bur. Stand., 1968.
18. Маров М. Я., Бывшев Б. В., Баранов Б. П., Лебедев В. Н., Лукашевич Н. Л., Максимов А. В., Мануйлов К. К., Фролов А. М., Шарп В. П. — Космические исследования, 1983, 21, № 2, с. 269.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
3 января 1985 г.

УДК 53.08:621.396.67

## О МЕТОДЕ СФЕРИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В ТЕОРИИ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН

Д. Г. Асатрян, Э. Д. Газазян

1. Коэффициенты разложения поля антенны по сферическим гармоникам могут быть записаны в виде [1, 2]

$$a_{nm} H_0^e = \mp K_{nm} \frac{r^2 \pi^2}{\lambda^2 \delta(m)} F_n(r) \int_0^\pi \left[ \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} f_{1m\varphi} \mp \frac{\partial P_n^m(\cos \theta)}{\partial \theta} f_{2m\theta} \right] \sin \theta d\theta, \quad (1)$$

$$a_{nm} H_0^e = \mp K_{nm} \frac{r^2 \pi^2}{\lambda^2 \delta(m)} F_n(r) \int_0^\pi \left[ \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} f_{2m\theta} \pm \frac{\partial P_n^m(\cos \theta)}{\partial \theta} f_{1m\varphi} \right] \sin \theta d\theta,$$

где  $K_{nm} = \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}$ ,  $r$  — радиус сферы измерений,  $\lambda$  — длина волны,  $F_n(r) = h_n^{(2)}(kr) + \frac{i}{kr} \frac{\partial}{\partial r} [r h_n^{(2)}(kr)]$ ,  $h_n^{(2)}(kr)$  — сферические функции Ганкеля второго рода\*,  $P_n^m(\cos \theta)$  — присоединенные функции Лежандра,  $m < n$ ,

$$f_{1m\varphi} = \mp \frac{\delta(m)}{\pi} \int_0^{2\pi} E_\varphi \cos m\varphi d\varphi,$$

\* Выбор рода функций Ганкеля диктуется условием излучения.

$$f_{2m\varphi} = \mp \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{E_\varphi}{E_\theta} \sin m\varphi d\varphi, \quad \delta(m) = \begin{cases} 0,5, & m=0 \\ 1, & m>0 \end{cases}$$

Начиная с расстояний  $kr > n$ , коэффициенты (1) слабо зависят от  $r$ , и если воспользоваться асимптотикой функций Ганкеля при  $r \rightarrow \infty$ , будем иметь следующие переразложения, описывающие поле излучения антенны:

$$E_\theta = H_\varphi = \frac{e^{ikr}}{kr} \sum_n (-i)^{n+1} \sum_{m < n} \left\{ \left[ \alpha_{nmH0} \frac{mP_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} + i\alpha_{nmEe} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{\partial P_n^m(\cos\theta)}{\partial\theta} \right] \cos m\varphi - \left[ \alpha_{nmHe} \frac{mP_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} - i\alpha_{nmE0} \frac{\partial P_n^m(\cos\theta)}{\partial\theta} \right] \sin m\varphi \right\}, \quad (2)$$

$$E_\varphi = -H_\theta = \frac{e^{ikr}}{kr} \sum_n (-i)^{n+1} \sum_{m < n} \left\{ \left[ \alpha_{nmH0} \frac{\partial P_n^m(\cos\theta)}{\partial\theta} + i\alpha_{nmEe} \frac{mP_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \right] \sin m\varphi + \right. \\ \left. + \left[ \alpha_{nmHe} \frac{\partial P_n^m(\cos\theta)}{\partial\theta} - i\alpha_{nmE0} \frac{mP_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \right] \cos m\varphi \right\}.$$

2. Воспользовавшись свойством ортогональности функций, входящих в разложение (2), можно записать

$$\int |E(\theta, \varphi)|^2 d\Omega = \frac{\lambda^2}{r^2} \sum_N |\alpha_N|^2 / K_{Nm}, \quad N \in n, m, H, E, e, 0.$$

Тогда для коэффициента направленного действия получается выражение

$$D(\theta, \varphi) = \frac{8\pi^2 r^2}{\lambda^3} \frac{|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2}{\sum_N |\alpha_N|^2 / K_{Nm}}. \quad (3)$$

При  $\theta = 0$  из всех возможных в разложении (2) полей могут существовать самосогласованные моды с  $m=1$  (в  $E_\theta$  и  $E_\varphi$ ) и с  $m=0$  (в  $E_r$ ) [2, 3], и для КНД в направлении  $\theta=0$  из (3) следует

$$D(\theta=0) = 2 \frac{|A|^2 + |B|^2}{\sum_N |\alpha_N|^2 / K_{Nm}}, \quad (4)$$

где

$$\frac{A}{B} = \sum_n (\pm i\alpha_{n1H0} e + \alpha_{n1E0} e) \frac{n(n+1)}{2}.$$

Формула (4) является аналогом оптической теоремы. Ее замечательная особенность заключается в том, что она позволяет определить КНД, минуя процесс восстановления поля излучения антенны (2). При этом погрешность определения КНД будет обусловлена конечным числом привлекаемых гармоник и ограниченностью сектора измерений на сфере. Она может быть оценена из соображения баланса энергии.

3. Рассмотрим методику проведения измерений с помощью неподвижного зонда. Эта методика предполагает выполнение определенных требований, предъявляемых к поворотному устройству антенны. Для непосредственных измерений  $E_\theta$  и  $E_\varphi$  ( $H_\theta$  и  $H_\varphi$ ) предпочтительно поворотное устройство, обеспечивающее вращение вокруг оси симметрии антенны и оси, перпендикулярной к ней [2]. В силу своей распространенности представляет интерес случай азимутально-угломестной монтировки. Если обозначить угол вращения вокруг вертикальной оси (азимут) через  $\alpha$  ( $0 < \alpha < 2\pi$ ), а угол вращения вокруг горизонтальной оси (угол места) через  $\beta$  ( $0 < \beta < \pi/2$ ), то для случая, когда положение линейно поляризованного измерительного зонда составляет угол  $\gamma_0$  с горизонтом, будут иметь место следующие соотношения между этими углами и углами  $\theta$  и  $\varphi$  характеристики направленности антенны:

$$\sin \alpha = \frac{\sin \theta \sin \varphi}{\cos \gamma_0}, \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{\sin \gamma_0 \cos \theta - \sin \theta \cos \varphi \sqrt{\cos^2 \gamma_0 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}}{\sin \gamma_0 \sin \theta \cos \varphi + \cos \theta \sqrt{\cos^2 \gamma_0 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}}. \quad (5)$$

Сферические компоненты полей  $E_\theta$  и  $E_\varphi$ , выраженные через измеренные декартовы компоненты  $E_x$  и  $E_y$  ( $x, y$  — координаты в плоскости раскрыва зонда,  $y$  параллельна горизонту), будут

$$E_\theta = \chi_1 E_x + \chi_2 E_y, \quad E_\varphi = -\chi_2 E_x + \chi_1 E_y, \quad (6)$$

где

$$\chi_1 = \frac{-\sin \gamma_0 \sin \theta \cos \theta \sin^2 \varphi + \cos \varphi \sqrt{\cos^2 \gamma_0 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}}{(1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) \cos \gamma_0},$$

$$\chi_2 = \frac{\sin \gamma_0 \sin \theta \sin \varphi \cos \theta + \sin \varphi \cos \theta \sqrt{\cos^2 \gamma_0 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}}{(1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) \cos \gamma_0}.$$

Из (5) и (6) следует, в частности, что  $\cos \gamma_0 > \sin \theta \sin \varphi$  и, следовательно, при  $\gamma_0 \neq 0$  полоса на сфере шириной  $2\gamma_0$  остается вне наблюдения (см. [3]).

4. Рассмотренный метод реализован на языке ФОРТРАН для ЕС ЭВМ. Программа имеет двухэтапную структуру: на первом этапе вычисляются и анализируются коэффициенты  $\alpha_N$ , а на втором восстанавливаются нужные характеристики антенны в дальней зоне.

Опыт создания и эксплуатации программы показал, что расчет функций Лежандра и их производных целесообразно выполнять заранее и запоминать на внешних накопителях ЭВМ, что значительно сокращает время обработки. Предусмотрен также режим, при котором оценивается вклад каждого коэффициента  $\alpha_N$  в восстанавливаемое поле, и на этой основе производится отсев коэффициентов разложения. Эта процедура, в свою очередь, в несколько раз сокращает машинное время на втором этапе расчетов.

В качестве модели поля антенны использовался интеграл Кирхгофа, записанный формально для открытого конца волновода с прямоугольным сечением  $a \times b$ . Варьируя количество узлов  $k_u$  при численном интегрировании, можно имитировать искажения ближнего поля, характерные для реальных измерений.

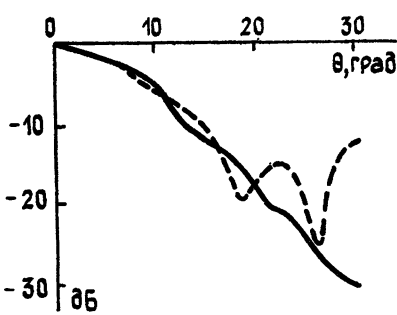


Рис. 1.

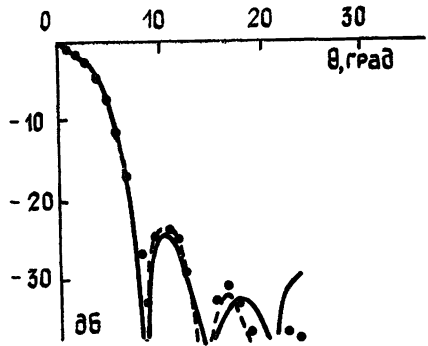


Рис. 2.

На рис. 1 приведен пример сечения  $\varphi=0$ :  $E_\varphi$  — компонента ближнего ( $r=0,5$  м) поля для  $a=0,3$  м,  $b=0,25$  м при  $k_u=25$  (сплошная линия) и  $k_u=11$  (пунктирная линия),  $\lambda=0,03$  м. В первом случае погрешность численного интегрирования достигает 2 дБ на уровнях до -40 дБ, во втором — значительно больше. Однако, как видно из рис. 2, соответствующие восстановленные диаграммы направленности (ДН) ( $m \leq 20$ ,  $n \leq 40$ ) оказываются весьма близкими друг к другу в области первых двух боковых лепестков и хорошо согласуются с истинными значениями ДН (кружочки), что свидетельствует о высокой устойчивости метода к искажениям ближнего поля.

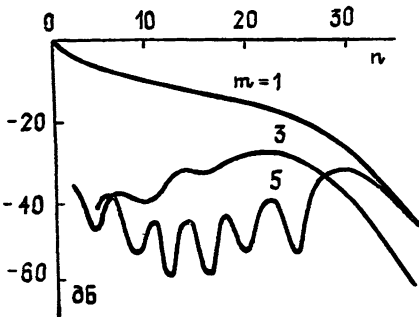


Рис. 3.

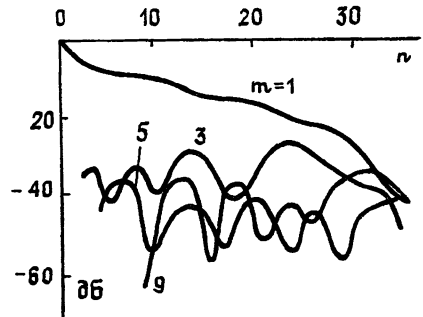


Рис. 4.

На рис. 3 и 4 приведены графики зависимости модуля коэффициента  $\alpha_{m n n_e}$  от  $n$  при  $k_u=25$  и 11 соответственно. Видно, что кривые имеют осциллирующий характер, однако при искажениях ближнего поля форма огибающей сохраняется, а амплитуда осцилляций зависит от степени искажений. Такой вывод подтверждается сравнением восстановленных по этим коэффициентам ДН с истинной (см. рис. 2).

На рис. 5 приведены графики сечения  $\varphi = \pi/2$  восстановленной ДН при радиусах сферы измерений 0,5 м (сплошная линия) и 2 м (пунктирная линия) при  $k_u = 25$  и 11 соответственно. Восстановление в обоих случаях проведено при  $m \leq 20$  и  $n \leq 40$ . Восстановленная ДН для большего радиуса ближе к расчетному (кружочки), несмотря на меньшее  $k_u$  и, следовательно, большее искажение ближнего поля. Этот результат характерен для данного метода: при ограниченном числе гармоник ближнее поле надо измерять на возможно большем расстоянии от антенны.

Общее машинное время на расчет коэффициентов разложения и восстановления ДН в двух ортогональных сечениях при  $m \leq 20$ ,  $n \leq 40$  составляет около 30 мин.

При реальных измерениях в качестве антенны был выбран нестандартный пирамидальный рупор с размерами  $0,20 \times 0,25$  м<sup>2</sup> и высотой 0,63 м, возбуждаемый на длине волны  $\lambda = 0,033$  м. Рупор устанавливался на поворотное устройство, обеспечивающее вращение вокруг оси симметрии рупора и вертикальной оси. Точка пересечения этих осей располагалась на расстоянии 0,61 м от раскрыва рупора. Измерительная аппаратура обладала динамическим диапазоном 30 дБ и позволяла проводить измерения с погрешностью по амплитуде не более 2 дБ и по фазе — не более 20°.

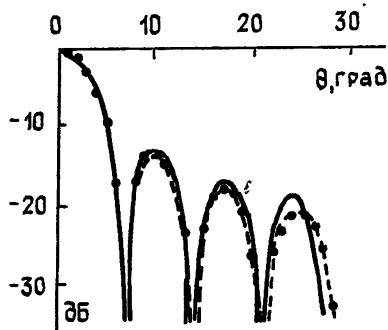


Рис. 5.

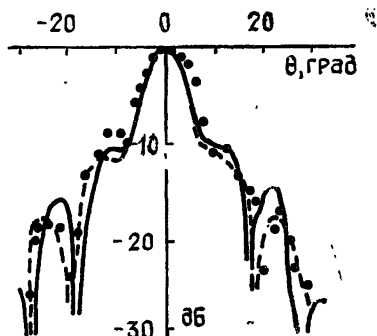


Рис. 6.

На рис. 6 приведены результаты измерения вертикального сечения ДН на расстоянии 9 м (сплошная линия) и ее восстановленные значения: методом сферических гармоник (пунктир) по измерениям на сфере радиуса  $r = 1$  м и по контрольным измерениям на плоскости на расстоянии  $r = 0,3$  м от раскрыва рупора (кружочки). Измерения на сфере проводились с параметрами  $\theta_{\max} = 40^\circ$ ,  $\Delta\theta = 2^\circ$ ,  $\Delta\varphi = 10^\circ$ ,  $m \leq 10$ ,  $n \leq 40$ \*. В области главного лепестка ДН и до уровней порядка —25 дБ расхождения между измеренной и восстановленной методом сферических гармоник ДН составляет порядка 2 дБ, что согласуется с величиной погрешности измерения ближнего поля. В области боковых лепестков наблюдается некоторое расширение ДН (в пределах 5%), что объясняется, по-видимому, ограниченностью числа используемых гармоник и сектора измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Страттон Дж. А. Теория электромагнетизма. — М.: Гостехиздат, 1948.
2. Wood P. J. — The Marconi Review, 1977, 40, № 204, p. 42.
3. Захарьев Л. Н., Леманский А. А., Турчин В. И., Цейтлин Н. М., Щеглов К. С. Методы измерения характеристик антенн СВЧ. — М.: Радио и связь, 1985.

Всесоюзный научно-исследовательский институт  
радиофизических измерений

Поступила в редакцию  
8 октября 1984 г.,  
после сокращения  
19 апреля 1985 г.

УДК 538.56

### ЭФФЕКТИВНОСТЬ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ГИПЕРЗВУКЕ, ВОЗБУЖДАЕМОМ МНОГОСЕКЦИОННЫМИ ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ВОЛНОВЕДУЩИМИ СИСТЕМАМИ

Н. М. Ушаков, Ю. А. Зюрюкин, Е. Л. Никишин

В работе [1] получено аналитическое выражение аппаратной функции АОМ с замедляющей системой, представляющей собой односекционную ПВС. При проведении расчетов амплитудно-частотных характеристик устройств предполагалось, что коэффициент затухания электромагнитных волн в ПВС постоянен в пределах полосы рабочих

\* Согласно [2, 3] необходимо, чтобы  $\Delta\theta = \Delta\varphi = 1^\circ$ ,  $n \leq 400$ .